PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 24 — 15. Dezember 1929 — Redaktionsschluß für Nr. 2 am 1. Januar 1930. — 30. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

O. Erbacher, K. Philipp und K. Donat, Über einige apparative Hilfsmittel bei radioaktiven Untersuchungen. S. 913.

K. Kar und A. Ganguli, Über die statistische Begründung der Langmuirschen Adsorptionsformel. S. 918.

O. W. Lossew, Über eine Anwendung der Quantentheorie zur Leuchtenerscheinung am Karborundumdetektor. S. 920.

R. G. Loyarte, Die quantifizierte Rotation des Thalliumatoms. S. 923.

J. Zahradníček, Zwei Apparate nach B. Macků. S. 925.

H. Perlitz, Schauversuch zur Ausdehnung des erstarrenden Wismuts. S. 928.

R. Seeliger und H. Straehler, Optische Beobachtungen an Langmuir-Sonden. S. 929.

Vorträge und Diskussionen des V. Deutschen Physikertages in Prag vom 15.—21. September 1929.

P. Selényi, Über rotempfindliche Natrium-Photokathoden. S. 933.

E. Rupp, Über spiegelnde und totale Reflexion der Elektronen. S. 935.

R. Wierl, Starkeffekt und Polarisation. S. 939.

R. Suhrmann, Beziehungen zwischen dem normalen lichtelektrischen Effekt und elektrischen Oberflächeneigenschaften verschiedener Metalle. S. 939.

F. Hehlgans, Über die Abhängigkeit einiger elektrischer und elektrooptischer Konstanten von Nitrobenzol und Nitrotoluol vom Reinheitsgrade. S. 942.

A. Deubner, Eine empfindliche Methode zur Vergleichung von Elektrolytwiderständen bei Hochfrequenz. S. 946.

E. G. Pringsheim, Die Bedeutung der Physik für die Biologie. S. 948.

R. Fürth, Physik in der Zelle I. S. 951.

R. Suhrmann, Quantitative Untersuchungen im Absorptionsspektrum des Blutes und seiner Bestandteile. S. 959.

K. W. Meißner, Ein Interferometer zur Untersuchung von Wachstumsvorgängen. S. 965.

Besprechungen:

A. Berliner, Lehrbuch der Physik in elementarer Darstellung. 4. Aufl. S. 971.

K. Frei, Zur Theorie des Fernsprechverkehrs. S. 971.

J. Cabannes, La diffusion moléculaire de la lumière. S. 972.

E. Pascal, Repertorium der höheren Mathematik. 2. Aufl. S. 972.

Tagesereignisse. S. 972.

Personalien. S. 972.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über einige apparative Hilfsmittel bei radioaktiven Untersuchungen.

Von O. Erbacher, K. Philipp und K. Donat.

(Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie, Abt. Hahn-Meitner.)

Wie in jedem Sondergebiet der Physik und Chemie, so werden auch in demjenigen der Radioaktivität spezielle Methoden und Apparate benötigt. Über einige spezielle apparative Hilfsmittel, die sich in der radioaktiven Abteilung (Hahn-Meitner) des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Chemie als besonders zweckmäßig erwiesen haben, soll im folgenden berichtet werden.

1. Apparat zum Öffnen von Präparatenröhrchen.

Radium- und Mesothorpräparate sind in zugeschmolzenen Glasröhrchen im Handel zu haben und werden in dieser Form auch aufbewahrt. Dabei stellt sich in den Röhrchen infolge von Gasentwicklung durch die zersetzende Wirkung der Strahlen mit der Zeit ein mehr oder minder großer Überdruck ein, der besonders bei nicht sehr sorgfältig getrockneten Präparaten sehr hohe Werte annehmen kann. Das Öffnen solcher Präparatenröhrchen muß daher, wenn man Substanzverluste vermeiden will, unter besonderen Vorsichtsmaßregeln geschehen. Dieser unangenehmen Aufgabe unterzog man sich bisher, soweit wir unterrichtet sind, in der Weise, daß die Präparatenröhrchen entweder unter Wasser oder in abgeschlossenen Behältern (Stempelmörser) oder mit einer Bleifolie allseitig umwickelt durch Stoß oder Schlag zertrümmert wurden. Das Präparat wurde dann von den Glassplittern befreit, indem entweder die erhaltenen Lösungen filtriert wurden oder indem man mit einer Pinzette die Glassplitter aus der trockenen Substanz herausholte. Letzteres ist jedoch eine äußerst mühevolle, langwierige Arbeit, die nicht zu vollem Erfolg führen kann und außerdem wegen der langen Zeitdauer die Gefahr einer gesundheitlichen Schädigung in sich birgt.

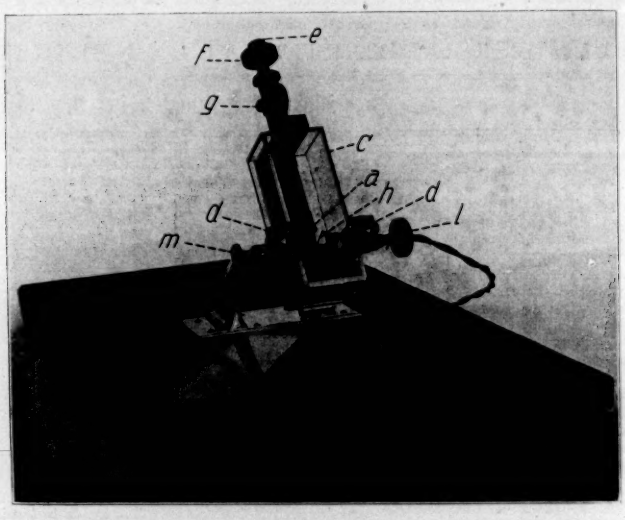


Fig. 1. Öffnungsapparat.
a Zange; b Glasdeckel; c Glastrog; d Klemmschraube; e Anzugsschraube; f Handgriff; g Stellring; h Platindraht; i Schneidediamant; k Kippachse; l Handgriff; m Arretierschraube.

Die im folgenden beschriebene kleine Apparatur (Fig. 1) ermöglicht es, die Röhrchen mit der aktiven Substanz ohne Berührung mit der Hand unter völliger Sicherung der kostbaren Substanz bei etwaiger Explosion zu öffnen und das Präparat sofort in dem ursprünglichen Zustand zu entnehmen. Das Präparatröhrchen wird mit einer Pinzette (vgl. Abschnitt 2, Pinzette Nr. 3) in die geöffnete Zange a geschoben. Dann wird der Glasdeckel b auf den Glastrog c aufgesetzt und mit den Schrauben d befestigt. Hierauf werden die drei Greifbacken von a mittels der Schraube e an das Röhrchen leicht angedrückt; die Zange a läßt sich von außen mit Hilfe des Handgriffs f leicht drehen, nach oben oder unten verschieben und durch den Stellring g in passender Höhe je nach der Größe des Röhrchens fixieren. Man kann auf diese Weise das Röhrchen einem Diamanten i derart gegenüberstellen, daß das Röhrchen durch Drehen der Zange rundum angeritzt wird. Endlich kann man durch den Handgriff l den Diamant gegen einen elektrisch zum Glühen gebrachten Platindraht vertauschen und mit dem letzteren das Röhrchen absprengen. Das Röhrchen kann nun wieder herausgenommen werden. Falls beim Absprengen Substanz aus dem Röhrchen herausgeblasen wurde, so kann man den Glastrog kippen, durch die Schraube m in beliebiger Stellung fixieren und die Substanz herauspinseln.

2. Pinzetten.

Beim Arbeiten mit den radioaktiven Substanzen soll ein Berühren der Gläser, in denen sich die starken Präparate befinden, möglichst vermieden werden, um eine Beschädigung der Finger durch die weiche Strahlung zu vermeiden. Entsprechend den vorliegenden verschiedenen

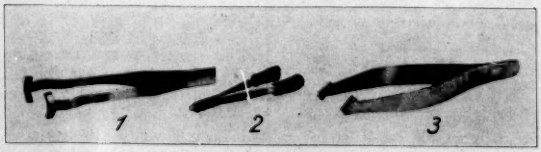


Fig. 2 Pinzetten.

Formen der Glasbehälter, wie Röhrchen, kleine Bechergläser, kleine Philippsbecher, Wägegläschen, verwenden wir zum Anfassen die in Fig. 2 abgebildeten zwei Formen von vernickelten Pinzetten Nr. 1 und 3. Die Pinzette Nr. 2, an deren Enden entsprechend kurze Stücke eines Gummischlauches übergezogen sind, dient zum Anfassen von Wägeglasdeckeln und anderen Gegenständen, die beim Festhalten durch Metallpinzetten leicht entgleiten würden.

3. Rotierendes Wasserbad aus Glas.

Auch beim Arbeiten mit Lösungen muß man Vorsichtsmaßregeln treffen, um Substanzverluste zu verhindern. Denn die Gefahr des Springens von Gläsern, in denen starke Präparate sich befinden, ist infolge der Einwirkung der Strahlung

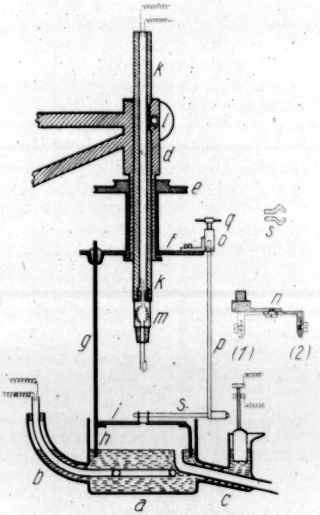


Fig. 3. Rotierendes Wasserbad.

a Glasschale
b Glasansatz mit Heizspirale
c Glasansatz mit Wasserüberlauf und Dampfableitung
d Stativ
e Schnurlauf
f drehbare Scheibe
g Glasstab
h Glashaube
i Glasplatte mit runder Öffnung
k Triebstange
l Trieb
m und n Ansatzstücke
o Gelenk
p 2 bewegliche Metallschenkel
q Konusschraube
s gläserne Greifer

besonders groß. Aus diesem Grunde haben wir ein Wasserbad (Fig. 3) gebaut, welches gestattet, einerseits die Lösung im Falle des Auslaufens aus einem gesprungenen Gläschen durch einfaches Einengen wieder in dem früheren reinen Zustand zu gewinnen, andererseits immer unter diesem Vorteil der Sicherung der Lösung alle möglichen chemischen Operationen damit auszuführen, wie Eindampfen, Fällungen, elektrochemische Abscheidungen mit oder ohne Anwendung von elektrischem Strom. Die Lösung kann außerdem bei Bedarf gerührt werden.

Die Glasschale a trägt zwei Ansätze. Der eine (b) enthält die Heizspirale, die in ein Glasrohr eingeschlossen ist. Der andere (c) trägt eingeschmolzen ein Glasrohr als Wasserüberlauf und Dampfableitung. In der Steigröhre von c, in deren Schnabel destilliertes Wasser zuläuft, befindet sich ein Glasschwimmer, dessen Sinken bei Versagen des Wasserzulaufes ein Kurzschließen des Heizstromes bewirkt und so eine Gefährdung des Glasgefäßes durch Überhitzen ausschließt. In das Wasser taucht eine Glashaube h, die oben offen ist. Sie ist durch drei Glasstäbe g mit der drehbaren Scheibe f verbunden. Auf h können auswechselbare aufgeschliffene Glasplatten i mit geeigneten Öffnungen aufgelegt werden. Für elektrochemische Abscheidungen können die Ansatzstücke m oder n angeschraubt werden, je nachdem man mit oder ohne Anwendung von elektrischem Strom arbeitet. Die Befestigung von Blechen, Drähten u. dgl. in der Zange von n wird erleichtert durch Herausklappen des unteren Schenkels aus der Stellung 1 in die Stellung 2. Der Block o, der auf f befestigt ist, trägt zwei bewegliche Metallschenkel p, die durch Anziehen der Schraube q einander genähert werden. Am Ende der beiden Schenkel p sind im rechten Winkel zwei gläserne Greifer s eingekittet (siehe Nebenzeichnung), welche Gläser der verschiedensten Form und Größe stets zur Achse k zentriert halten. Ein solches rotierendes Wasserbad hat sich besonders bei der Herstellung von reinen Polonium- und Radium *E*-Präparaten bewährt, bei der eine Reihe von Operationen mit einer außerordentlich wertvollen, nicht ersetzbaren Radium *D*-Lösung auszuführen waren[1]).

4. Luftdichtes γ-Strahlenelektroskop.

Beim Arbeiten mit starken Radium-, Mesothor- und Radiothorpräparaten läßt sich ein Eindringen von Emanation in das Meßzimmer nicht immer vermeiden. Bei Verwendung eines gewöhnlichen γ-Elektroskops[2]) (5 mm Blei) kann, da es nicht luftdicht abgeschlossen ist, die Emanation in das Elektroskop diffundieren, ein Vorgang, der durch äußere Luftdruckschwankungen noch begünstigt

1) O. Erbacher und K. Philipp, Zeitschr. f. Phys. **51**, 309, 1928.

2) Geiger und Makower, Meßmethoden auf dem Gebiet der Radioaktivität, Braunschweig 1920, S. 22.

wird. Dadurch wird die Ausführung von Messungen sehr erschwert oder oft unmöglich, da schon durch geringe Emanationsmengen infolge der starken Ionisation durch α-Strahlen die Isolation des Instrumentes zerstört wird. Wir haben des-

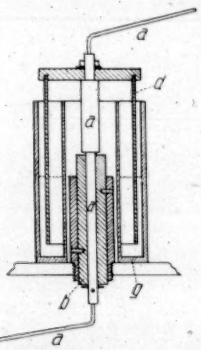


Fig. 4. Luftdichte Aufladevorrichtung für ein γ-Elektroskop.

halb an der Aufladevorrichtung unseres γ-Elektroskops einen zylindrischen Barometerverschluß angebracht und das ganze Instrument zur Abdichtung aller Poren mit einem dicken Lacküberzug versehen. Dadurch wurde erreicht, daß die natürliche Zerstreuung nur mehr durch den entstehenden aktiven Niederschlag der im Meßzimmer befindlichen Emanation beeinflußt wird. Dieser Einfluß ist nur gering, sodaß trotzdem genaue Messungen ständig durchgeführt werden können. Gleichzeitig wird auch das Eindringen von Luftfeuchtigkeit unterbunden. Der Barometerverschluß für die Aufladevorrichtung ist in Fig. 4 dargestellt. Der Aufladestab a, drehbar in einer Buchse aus Isoliermaterial, trägt einen Zylinder d aus Isoliermaterial, der oben mit einem Deckel verschlossen ist. Der Zylinder schwebt frei in dem Zwischenraum eines eisernen Doppelzylinders g, der auf das Elektroskop aufgelötet ist. In den Zwischenraum des Doppelzylinders wird zunächst etwas Paraffinöl eingefüllt, um den für das Blättchen sehr schädlichen Quecksilberdampf von dem Innern des Elektroskops fernzuhalten. Hierauf wird soviel Quecksilber nachgeschüttet, bis der Zylinder etwa zur Hälfte gefüllt ist. Bei einer Zylinderhöhe von 75 mm ist dieser Barometerverschluß verwendbar für Luftdrucke von $p \pm 25$ mm und bei Temperaturen von $t \mp 7{,}5^0$ C (bei einem Elektroskopvolumen von 3,5 l), wenn der Verschluß bei einem Barometerstand von p mm und einer Temperatur von t^0 C erfolgte. Ist beim Verschließen der bestehende Luftdruck höher bzw. niedriger als der gewünschte mittlere Druck p, so muß die Temperatur pro mm Druckdifferenz um $^3/_8{}^0$ C höher bzw. niedriger als die gewünschte mittlere Temperatur t gehalten werden, um die p mm Hg und t^0 entsprechende Dichte des eingeschlossenen Luftvolumens zu erhalten.

5. α-Strahlenelektroskop mit Hilfskondensator.

Zur Messung von α-Strahlen benutzen wir im allgemeinen die von Rutherford angegebenen α-Elektroskope[1]). Diese sind für Präparate von 10^{-6} bis 10^{-3} mg Ra-Äquivalent brauchbar. Man kann ihren Meßbereich nun durch Hinzuschalten eines Hilfskondensators auf einfache Weise erweitern und sie dann auch für stärkere Präparate etwa von 10^{-3} bis 5.10^{-1} mg Ra-Äquivalent verwendbar machen. So hat man dann guten Anschluß an die Meßmethoden, die zur Messung starker Präparate (10^{-2} mg Ra-Äquivalent und mehr) üblich sind[2]).

Der nach Bedarf zuzuschaltende Hilfskondensator (Fig. 5) wird am zweckmäßigsten in einer Kondensatorkammer auf dem Deckel des Rutherfordschen Elektroskopes aufgesetzt. Die Kammerwand, die wie das Elektroskopgehäuse geerdet ist, bildet die eine Elektrode des Kondensators; die zweite besteht aus einem Metallzylinder, der axial Griff und Stecker trägt und in eine mit Bernstein isolierte Buchse eingesetzt wird.

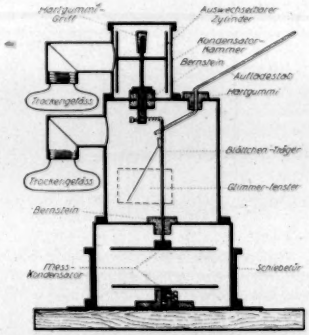


Fig. 5. α-Strahlenelektroskop mit Hilfskondensator.

Der Stecker muß natürlich sehr gut eingepaßt sein, so daß ein Wackeln und damit eine Kapazitätsänderung während der Messung ausgeschlossen ist. Die Buchse ist mit dem Blättchenträger des Elektroskops leitend verbunden. Durch Ein-

1) Geiger und Makower, l. c. S. 22.
2) Meyer und Schweidler, Radioaktivität, 2. Aufl. S. 279.

setzen verschieden großer Zylinder kann in kürzester Zeit der Meßbereich des Elektroskops geändert werden. Die Erweiterung des Meßbereichs darf natürlich nicht übertrieben werden, denn der Ionisationsstrom im Meßkondensator muß stets den Sättigungswert erreichen. Andernfalls sind vergleichbare Messungen nicht möglich.

6. Gefäße zur Gewinnung der aktiven Niederschläge von Radium und Thorium aus hochemanierenden Trockenpräparaten.

Zur Gewinnung der aktiven Niederschläge von Radium und Thorium gehen wir im allgemeinen von der von Elster und Geitel zuerst angegebenen Methode aus, den aktiven Niederschlag aus einem emanationshaltigen Gasraum auf einem entsprechend der vorwiegend positiven Ladung der Rückstoßatome negativ aufgeladenen Metall anzureichern. Wir verwenden dabei ausschließlich die nach dem Verfahren von O. Hahn[1]) hergestellten hochemanierenden Trokkenpräparate. Sie haben den großen Vorteil, daß sie ständig einen sehr hohen Prozentsatz der sich bildenden Emanation in Freiheit setzen, der für die Gewinnung des aktiven Niederschlags nutzbar gemacht wird (bei den Radiothorpräparaten 75 Proz. und mehr, bei den Radiumpräparaten sogar 99 Proz.). Bei den Radiumpräparaten kommt noch dazu, daß gegenüber den sonst benutzten Radiumlösungen viel weniger Raum beansprucht wird, schwache und starke Präparate in gleicher Weise verwendbar sind, zur Gewinnung des aktiven Niederschlags eine bedeutend niedrigere Spannung genügt und daß die Trockenpräparate eine sehr bequeme und gefahrlose Handhabung ermöglichen[2]). Beim Thorium benutzen wir als Exponiergefäß den in Fig. 6a gezeichneten einfachen Apparat. In einem schweren Metallfuß befindet sich das Gläschen a, das zur Aufnahme des Trockenpräparates (Radiothor) dient. Auf den Fuß wird der Metallzylinder b (Messing) geschraubt, dessen ebenfalls aufschraubbarer Verschlußdeckel c die längs einem Gewinde mit schwacher Steigung verstellbare Zange d trägt. Die Zange hat ein äußeres Rohr, das, wie der ganze Metallzylinder, geerdet wird, während an den Klemmbacken k ein negatives Potential von 100—300 Volt gelegt werden kann. Zwischen k und dem äußeren Rohr befindet sich das Hartgummirohr h. Das zu aktivierende Metall p (Folie, Pilz oder Draht) wird in k durch Anziehen der Feststellschraube f festgeklemmt. Besondere Dichtungen sind hier nicht verwendet, da für die sehr kurzlebige Thoriumemanation die benutzten Gewinde bereits einen völlig ausreichenden Verschluß bilden. Das gleiche Gefäß ist natürlich auch zur Gewinnung des aktiven Niederschlags von Aktinium geeignet.

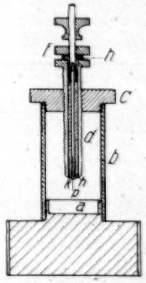


Fig. 6a. Exponiergefäß für *ThB* + *C*-Präparate.

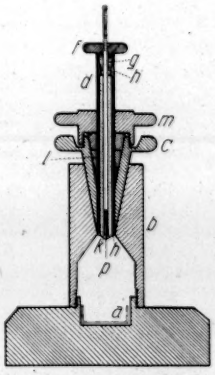


Fig. 6b. Exponiergefäß für *RaB* + *C*-Präparate.

Sehr viel schwieriger liegt jedoch der Fall bei der Radiumemanation, deren Halbwertszeit verhältnismäßig groß ist (3,85 Tage), sodaß sie auch noch durch gut passende Gewinde diffundieren kann. Man würde, abgesehen von dem Verlust der Emanation, eine ständige sehr unerwünschte Verseuchung der Räume mit *RaEm* haben. Aus demselben Grunde kann man nicht einfach einen Verschlußdeckel wie bei Fig. 6a öffnen, um das zu aktivierende Metall hineinzubringen oder das aktivierte zu entfernen. Der in Fig. 6b skizzierte Apparat gestattet nun wie der vorher be-

1) O. Hahn, Zeitschr. f. Elektrochem. **29**, 189, 1923; Naturwissensch. **12**, 1141, 1924; Liebigs Ann. **440**, 121, 1924; Berl. Ber. **1925**, 276; O. Hahn und J. Heidenhain, Chem. Ber. **59**, 284, 1926.

2) Vergl. hierzu Geiger und Makower, l. c. S. 75 ff. sowie Wolf und Riehl, Naturwissensch. **17**, 566, 1929.

schriebene die kontinuierliche Gewinnung von Präparaten in guter Ausbeute. An Stelle des Verschlußdeckels c in Fig. 6a ist hier ein gut eingeschliffener Metallkonus c (Eisen) verwendet. Dieser Konus trägt die verschiebbare Zange d, die durch den unterteilten Konus l in Verbindung mit der Überwurfmutter m festgeklemmt und nach außen abgedichtet wird. Der Konus l besteht aus 10 geschlitzten, 1 mm starken Messingscheiben, die so aufeinander gelegt werden, daß die Schlitze gegeneinander versetzt sind. Die Scheiben können durch m fest zusammengepreßt werden. Beim Festklemmen von p durch die Mutter f wird gleichzeitig der Gummikonus g zusammengedrückt und dadurch die Klemmvorrichtung k abgedichtet. Sämtliche Metallteile des Apparates sind stark vernickelt. Zur Entnahme des Radiums $B+C$-Präparates nimmt man den Konus c heraus, verschließt aber sofort das Gefäß wieder mit einem bereit gehaltenen, besonders hierfür angefertigten einfachen Verschlußkonus. Man kann dann in Ruhe das Präparat aus der Zange nehmen, einen neuen Draht usw. einspannen, die Konusse wieder umwechseln und etwa nach 3—4 Stunden ein ebenso starkes Präparat entnehmen. Dies kann man beliebig oft wiederholen. Besorgt man das Auswechseln der beiden Konusse rasch genug, so ist der Verlust an Emanation durch die verhältnismäßig kleine und vor äußeren Luftströmungen geschützte Öffnung fast unmerklich.

Die Ausbeute, d. h. die Stärke des erhaltenen aktiven Niederschlags im Verhältnis zur Stärke des Ausgangspräparates ist natürlich vom Emaniervermögen des benutzten Trockenpräparates abhängig. Unter Berücksichtigung des jeweiligen Emaniervermögens beträgt die Ausbeute bei den Thorium $B+C$-Präparaten (Apparat Fig. 6a) für einen dünnen Draht oder kleinen Pilz etwa 35—55 Proz., für eine größere Folie etwa 75 Proz. Bei den Radium $B+C$-Präparaten (Apparat Fig. 6b) liegen die Verhältnisse etwas ungünstiger.

Die Durchkonstruierung der vorstehend beschriebenen Hilfsmittel haben im wesentlichen der Techniker der Abteilung, Herr R. Zauner, und der Mechanikermeister der Institutswerkstätte, Herr L. Gille, ausgeführt. Für ihre ausgezeichnete Mitarbeit möchten wir ihnen auch an dieser Stelle unseren besten Dank aussprechen.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut f. Chemie, Abt. Hahn-Meitner.

(Eingegangen 17. Aug. 1929.)

Über die statistische Begründung der Langmuirschen Adsorptionsformel.

Von Kuleshchandra Kar und Ashutosh Ganguli.

Vor langem hat Langmuir[1]) auf rein kinetischem Wege die folgende Adsorptionsformel abgeleitet

$$c = \frac{k_1 \eta}{1 - \eta\beta}, \tag{1}$$

wo c die Volumkonzentration, η die Oberflächenkonzentration, β und k_1 zwei Konstanten sind. In neuerer Zeit hat Volmer[2]) mit Hilfe des Gibbs-Thomsonschen thermodynamischen Gesetzes der Erniedrigung der Oberflächenspannung und der statistischen Formel

$$\pi(\Omega - \beta) = RT \tag{2}$$

die allgemeine Adsorptionsformel

$$c = \frac{k_1 \eta}{1 - \eta\beta} e^{\frac{\eta\beta}{1-\eta\beta}}, \tag{3}$$

abgeleitet, die zu der folgenden einfachen Annäherungsformel führt

$$c = \frac{k_1 \eta}{1 - 2\eta\beta}. \tag{4}$$

Es ist bemerkenswert, daß die Gl. (4) mit der Gl. (1) übereinstimmt wenn das Volmersche 2β gleich ist dem Langmuirschen β. Ferner ist die physikalische Bedeutung vom Volmerschen β klar nach der zweidimensionalen van der Waalsschen Gl. (2). Die Konstante k_1 in Gl. (1) kann theoretisch bestimmt werden durch die auf statistischem Wege erhaltene S. C. Karsche[3]) Formel,

$$k_1 = \frac{(2\pi m k T)^{\frac{1}{2}}}{h} e^{-\frac{\alpha}{kT}}, \tag{5}$$

wo m die Masse der Moleküle, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur, h die Plancksche Konstante und α das Adsorptionspotential pro Molekül, bedeutet.

In dieser Arbeit erhalten wir die oben erwähnte Gl. (5) nach der Gibbsschen Statistik und zeigen, daß sie auch experimentell bestätigt wird.

Wir stellen uns vor, daß sich die adsorbierten und unadsorbierten Substanzen im statistischen Gleichgewicht befinden. So haben wir nach

1) Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. 37, 1165, 1915 u. ff., auch Reichinstein, Zeitschr. f. Elektrochem. **21**, 360, 1915.
2) Volmer, Zeitschr. f. phys. Chem. 115, 253, 1925.
3) S. C. Kar, Physik. Zeitschr. **26**, 615, 1925.

Tabelle I.

Gase in festem Kohlenstoff.

Substanzen	Adsorptionswärme g-cal	Sublimationswärme g-cal	Adsorptionspotential (max.) g-cal
Argon	3,636	4,180	4,100 (H)
Stickstoff	3,686	—	4,320 (H), 4450 (T)
Kohlenoxyd	3,416	3,715	4840 (H)
Kohlensäure	7300	6100	6100 (H), 5700 (R), 4400 (P)
Ammoniak	7200	7120	7180 (H), 4800 (R), 8600 (P)
Methan	—	—	5320 (H)
Äthylen	—	—	7100 (H)
Schweflige Säure (SO_2)	10,450	11,790	5350 (T)

H = Homfray; T = Titthoff; R = Richardson; P = Patrick.

Tabelle II.

Substanzen	Temp. °C	Benutzte Q g-cal	k_1 berechnet	k_1 beobachtet	Beobachter	
Argon	− 78	4100	$6{,}929 \times 10^3$	$3{,}326 \times 10^3$	Homfray	Zeitschr. f. phys. Chem. **74**, 129, 687, 1910.
Kohlenoxyd	0	4840	$6{,}425 \times 10^4$	$3{,}682 \times 10^4$	,,	
	20	4840	$15{,}67 \times 10^4$	$7{,}868 \times 10^4$	,,	
	− 33,6	4840	$1{,}761 \times 10^4$	$1{,}689 \times 10^5$	,,	
	− 33,6	3,715	$1{,}857 \times 10^5$	$1{,}689 \times 10^5$	,,	
Kohlensäure	0	6100	$7{,}745 \times 10^3$	$9{,}208 \times 10^3$	,,	
	0	6100	$7{,}745 \times 10^3$	$7{,}930 \times 10^3$	Richardson	Journ. Amer. Chem. Soc. **39**, 828, 1917.
	30	6100	$2{,}484 \times 10^4$	$1{,}869 \times 10^4$	,,	
	− 30	6100	$1{,}848 \times 10^3$	$11{,}22 \times 10^3$	,,	
Stickstoff	0	4320	$2{,}042 \times 10^5$	$2{,}885 \times 10^5$	Homfray	
	− 182,5	4320	$2{,}749 \times 10^{-3}$	$2{,}23 \times 10^2$	Claude	Compt. rend. **158**, 861, 1914.
	− 185°	3,686	$2{,}897 \times 10^{-1}$		,,	
Ammoniak	0	7,180	$6{,}645 \times 10^4$	$40{,}51 \times 10^2$	Tittoff	Zeitschr. f. phys. Chem. **74**, 641, 1910.
	80	7,180	$1{,}539 \times 10^4$	$4{,}921 \times 10^3$	,,	
	− 23,5	7,180	$1{,}815 \times 10^2$	$1{,}044 \times 10^3$	,,	
Methan	0	5320	$2{,}384 \times 10^4$	$1{,}463 \times 10^4$	Homfray	
	100°	5320	$3{,}734 \times 10^5$	$1{,}969 \times 10^5$	,,	
	− 33°	5320	$5{,}906 \times 10^3$	$6{,}603 \times 10^4$	,,	
Äthylen	20°	7100	$2{,}002 \times 10^3$	$5{,}193 \times 10^3$	,,	

Gibbs, wenn wir den 6-dimensionalen Phasenraum betrachten,

$$N_1 = N \int e^{\frac{\psi - u}{kT}} \cdot \triangle \tau_p \cdot \triangle \tau_q , \qquad (6)$$

wo N_1 die Zahl der nicht adsorbierten Moleküle, N die Gesamtzahl der adsorbierten und freien Moleküle, ψ die freie Energie pro Molekül, $\triangle \tau_p$ den elementaren Impulsraum und $\triangle \tau_q$ den entsprechenden Lagenraum bedeutet. Nun haben wir $\triangle \tau_p = 2\pi (2m)^{\frac{3}{2}} \cdot u^{\frac{1}{2}} \, du$ und $\int \triangle \tau_q = V$. Also nach Integration von Gl. (6) zwischen o und ∞ haben wir

$$N_1 = N e^{\frac{\psi}{kT}} \cdot V \cdot (2\pi m k T)^{\frac{3}{2}} . \qquad (7)$$

Wir möchten hier bemerken, daß in Gl. (6) $\triangle \tau_p = \triangle p_x \triangle p_y \triangle p_z$ und $\triangle \tau_q = \triangle x \cdot \triangle y \cdot \triangle z$ ist und der kleinste Wert von $\triangle p_z \cdot \triangle z$, h ist nach Planck. Nimmt man daher an, daß für die adsorbierten Moleküle $\triangle p_z \cdot \triangle z = \varrho$ (konst.) ist, wo ϱ gleich $n\,h$ und z senkrecht zu der adsorbierenden Oberfläche ist, so hat man für die Zahl der adsorbierten Moleküle nach Gl. (6)

$$N_2 = N \cdot \varrho \cdot \int e^{\frac{\psi - (u - \alpha)}{kT}} \cdot \triangle \tau_p \cdot \triangle \tau_q , \qquad (8)$$

wo $\triangle \tau_p = \triangle p_x \triangle p_y = 2\pi m \triangle u$ und $\alpha =$ das Adsorptionspotential pro Molekül. Machen wir die zweidimensionale van der Waalssche Volumkorrektion wie in Gl. (2), so haben wir $\int \triangle \tau_q = \Omega - \beta$, wo $\Omega =$ die ganze Oberfläche ist. Folgt daraus nach Integration von Gl. (8)

$$N_2 = N \cdot \varrho \cdot (\Omega - \beta) e^{\frac{\psi}{kT}} \cdot e^{\frac{\alpha}{kT}} \cdot (2\pi m k T). \qquad (9)$$

Fragen wir nun nach dem Volumen- bzw. Flächenbedarf derselben Anzahl der Moleküle in zwei Zuständen, so ist $N_1 = N_2$; damit folgt

leicht aus Gl. (7) und (9)

$$\frac{1}{\eta} - \beta = k_1 \cdot \frac{1}{c},$$

wo

$$k_1 = \frac{(2\pi m k T)^{\frac{1}{2}}}{\varrho} \cdot e^{-\frac{a}{kT}}, \qquad (10)$$

$$\Omega = \frac{1}{\eta_l} \text{ und } V = \frac{1}{c}.$$

Dies ist die Gleichung von Langmuir und Kar (siehe Gl. (1) und (5)). Sie stimmt aber nicht mit der Volmerschen Näherungsgleichung (4) überein.

Wir bemerken nun, daß für eine monomolekulare Adsorptionsschicht die Konstante ϱ in Gl. (10) gleich h (Planecksche Konstante) ist. Demgemäß haben wir

$$k_1 = \frac{(2\pi M R T)^{\frac{1}{2}}}{N h} \cdot e^{-\frac{Q}{RT}} \qquad (11)$$

wo N = Avogadrosche Zahl, M = Molekulargewicht, R = Gaskonstante und Q = Adsorptionspotential oder Adsorptionswärme pro Mol.

Nun wollen wir die folgende Hypothese aufstellen: wenn ein fester Stoff ein Gas adsorbiert, so geht das adsorbierte Gas in den festen Zustand über. Nach dieser Annahme soll also die Adsorptionswärme sowie das von Polanyi[1]) gemessene maximale Adsorptionspotential gleich der Sublimationswärme[2]) zu setzen sein. Die umstehende Tabelle I[3]) bestätigt in auffallender Weise diese Vorstellung.

In Tab. II werden die theoretischen und experimentellen Werte der Langmuir-Karschen Konstante k_1 gegeben, und in der vierten Spalte der Tabelle die benutzten Werte von Q.

Es ist bemerkenswert, daß die experimentellen Daten in Tab. II das Langmuir-Karsche Adsorptionsgesetz innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der verfügbaren Messungen bei gewöhnlicher Temperatur sehr befriedigend erfüllen müssen. Die Abweichungen im Gebiet niedriger Temperatur sind aber beträchtlich. Es liegt nach unserer Ansicht aber daran, daß die Adsorptionswärmen in jenem Gebiet nicht bekannt sind, und für die obigen Rechnungen also notwendigerweise die verfügbaren auf gewöhnliches Temperaturgebiet sich beziehenden Werte von Q benutzt werden müssen.

1) Polanyi, Zeitschr. f. Elektrochem. **26**, 370, 1920.

2) Nach Lowry und Omstead wird dies gezeigt für eine monomolekulare Adsorptionsschicht. Journ. Phys. Chem. 1927.

3) Gesammelt von Mellor, Treatise on Inorganic Chemistry; Freundlich, Capillary chemistry (Eng. Ed.) 1926 und Berenyi, Zeitschr. f. phys. Chem. **94**, 625, 1920.

Am Schluß wollen wir bemerken, daß die Methode Volmers unrichtig ist, da er teilweise die thermodynamische und teilweise die statistische Methode benutzt hat.

Kalkutta, Indien, Physikalisches Laboratorium, Presidency College, April 1929.

(Eingegangen 28. April 1929.)

Über eine Anwendung der Quantentheorie zur Leuchtenerscheinung am Karborundumdetektor.

Von O. W. Lossew.

Bei der Beschreibung von Erscheinungen, die man mit dem leuchtenden Karborundumdetektor[1]) beobachtet, wurde erwähnt, daß zwei verschiedene Arten von Leuchten „I" und „II" am Karborundumkontakt zu unterscheiden sind. Das Spektrum von „Leuchten I" (sowohl als auch von „Leuchten II") ist kontinuierlich[2]).

Es kann vorausgesetzt werden, daß Leuchten I des Karborundumkontakts rein elektronischen Prozessen zu verdanken ist[2]). Wir wollen annehmen, daß die Elektronen die Potentialdifferenz der aktiven Kontaktstelle V_a durchlaufen; dann wird die maximale Frequenz ν_{max} der ausgesandten Strahlen durch die Formel

$$\nu_{max} = \frac{V_a \cdot e}{h}$$

bestimmt. Es ist völlig analog dem Falle der Röntgenstrahlen des kontinuierlichen Spektrums, für welche das bekannte Gesetz, das von W. Duane und F. L. Hunt[3]) festgestellt wurde, erfüllt ist.

Die Spektrogramme von Leuchten I auf Fig. 1, 2 und 3 und die Charakteristiken ihnen entsprechender leuchtender Punkte des Karborundumdetektors auf Fig. 4, 5 und 6, zeigen, wie weit die oben erwähnten Voraussetzungen als bestätigt gelten können (anstatt ν_{max} sind die Werte $\lambda_{min} = \frac{C}{\nu_{max}}$ angegeben). Die Zahlwerte von λ_{min} auf Fig. 1, 2 und 3 wurden nach aus-

1) Lossew, Russ. Zeitschr. „Telegrafia i Telefonia bez prowodow" („TiTbp") **44**, 485, 1927; Phil. Mag. **6**, 1024, 1928; auch „TiTbp" **18**, 61, 1923; **26**, 403, 1924; Wireless World and R. R. **271**, 93, 1924; Zeitschr. f. Fernmeldetechnik **7**, 97, 1926. Siehe auch F. Regler, Physik. Zeitschr. **29**, 429, 1928.

2) TiTbp; Phil. Mag., l. c.

3) W. Duane and F. L. Hunt, Phys. Rev. (2) 6, 166, 1916; siehe auch H. A. Kramers, Phil. Mag. 46, 836, 1923; **47**, 785, 1924.

NN der Beobachtungen	Potentialdifferenz V an den Detektorklemmen, Stromstärke J durch den Kontakt	λ_{min} beobachtet (siehe Fig. 1, 2, 3)	V_a beobachtet (siehe Fig. 4, 5, 6)	V_a berechnet entsprechend der beobachteten λ_{min}; $\left(V_a = \frac{h\nu_{max}}{e} = \frac{hC}{\lambda_{min} e}\right)$
	Leuchtender Punkt Nr. 1 (Fig. 1 u. 4):			
1	bei $V = 19{,}8$ Volt; $J = 68$ mA	3200 Å	4,7 Volt	3,85 Volt
2	bei $V = 10$ Volt; $J = 8$ mA	3400 Å	3,8 „	3,63 „
	Leuchtender Punkt Nr. 2 (Fig. 2 u. 5):			
3	bei $V = 14{,}6$ Volt; $J = 115$ mA	3900 Å	3,5 „	3,16 „
4	bei $V = 10{,}5$ Volt; $J = 38$ mA	3900 Å	3,2 „	3,16 „
5	bei $V = 8$ Volt; $J = 12{,}7$ mA	3900 Å	3,2 „	3,16 „
	Leuchtender Punkt Nr. 3 (Fig. 3 u. 6):			
6	bei $V = 20$ Volt; $J = 50$ mA	3900 Å	3,2 „	3,16 „
7	bei $V = 17$ Volt; $J = 30{,}2$ mA	3900 Å	3,2 „	3,16 „
8	bei $V = 12$ Volt; $J = 10$ mA	3900 Å	3,1 „	3,16 „

führlichem Studieren der Negative der angegebenen Spektrogramme (Spektrogrammnegative) festgestellt. Der besseren Übersichtlichkeit wegen werden hier die Zahlwerte aus Fig. 1—6 in der obigen Tabelle nebeneinander gestellt.

Bei größeren Stromstärken J (Beobachtungen 1 und 3 aus der Tabelle) tritt eine Differenz zwischen den Werten auf (von V_a beobachtet gegen V_a berechnet, s. die Tabelle). Das kann dadurch erklärt werden, daß bei großen Stromstärken die Stromstärke J sich während der Charakteristikaufnahme etwas mit der Zeit ändert, infolge allmählicher Erwärmung der Kristalldicke

Fig. 1. Spektrogramm vom Leuchtenden Punkte N 1.
A – bei $V = 19{,}8$ Volt; $J = 68$ mA; Expositionszeit = 120 Min. $\lambda_{min} = 3200$ Å.
B – bei $V = 10$ Volt; $J = 8$ mA; Expositionszeit = 120 Min. $\lambda_{min} = 3400$ Å.
C – bei denselben Umständen wie A, aber bei geringerer Expositionszeit.

Fig. 2. Spektrogramme vom Leuchtenden Punkte N 2.
A – bei $V = 14{,}6$ Volt; $J = 115$ mA; Expositionszeit = 60 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
B – bei $V = 10{,}5$ Volt; $J = 38$ mA; Expositionszeit = 120 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
C – bei $V = 8$ Volt; $J = 12{,}7$ mA; Expositionszeit = 150 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
D – bei denselben Umständen wie A, aber bei geringerer Expositionszeit.

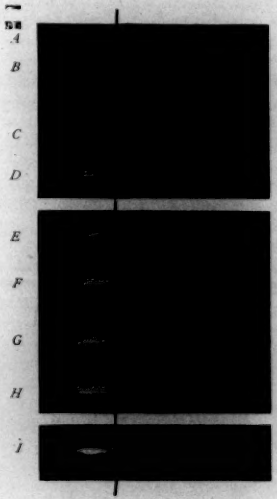


Fig. 3. Spektrogramme vom Leuchtenden Punkte N 3. (Mit photographischen Platten mit größerer Empfindlichkeit, als in Fig. 1 und 2.)
A – bei $V = 17$ Volt; $J = 30{,}2$ mA; Expositionszeit = 5 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
B – bei $V = 17$ Volt; $J = 30{,}2$ mA; Expositionszeit = 1 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
C – bei $V = 17$ Volt; $J = 30{,}2$ mA; Expositionszeit 2,5 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
D – bei $V = 17$ Volt; $J = 30{,}2$ mA; Expositionszeit = 11 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
E – bei $V = 12$ Volt; $J = 10$ mA; Expositionszeit = 100 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
F – bei $V = 17$ Volt; $J = 30{,}2$ mA; Expositionszeit = 20 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
G – bei $V = 20$ Volt; $J = 50$ mA; Expositionszeit = 8 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
H – bei $V = 20$ Volt; $J = 50$ mA; Expositionszeit = 25 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.
J – bei $V = 17$ Volt; $J = 30{,}2$ mA; Expositionszeit 100 Min. $\lambda_{min} = 3900$ Å.

durch Joulesche Wärme (Karborundum hat bei rein elektronischer Leitungsfähigkeit einen negativen Temperaturkoeffizient des Widerstandes[1]). Während der Charakteristikaufnahme konnten durch diesen Umstand manche Fehler entstehen. Im Falle von Fig. 3 und 6 wurde diese

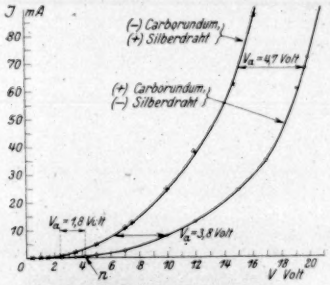


Fig. 4. Charakteristik des leuchtenden Punktes N 1 (beide Äste — der positive und der negative — sind in demselben Quadrante dargestellt).

Änderung der Stromstärke in Betracht gezogen und, wie es aus den Beobachtungen 6, 7 und 8 der Tabelle zu ersehen ist, stimmt das berechnete V_a mit dem beobachteten V_a überein.

Das Leuchten findet nur im Falle jener Stromrichtung statt, welcher „(+) Karborundum, (—) Kontaktdraht" entspricht. Es kann also vorausgesetzt werden, daß bei umgekehrter Stromrichtung: „(—) Karborundum, (+) Kontaktdraht", die ganze Potentialdifferenz an den Detektorklemmen ausschließlich am Widerstand der Kristalldicke liegt. Dadurch wird V_a, so wie es auf Fig. 4, 5 und 6 gezeigt ist, bestimmt. Folglich existiert ein direkter Zusammenhang zwischen dem Prozeß des Leuchtens und der Möglichkeit der Gleichrichterwirkung des Kontaktes, der in früheren Beobachtungen erwähnt wurde[1]).

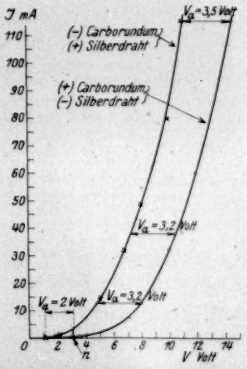


Fig 5. Charakteristik des leuchtenden Punktes N 2 (beide Äste — der positive und der negative — sind in demselben Quadrante dargestellt).

1) TiTbp **26**, 403, 1924; Phil. Mag., l. c.; E. Friederich, Zeitschr. f. Phys. **31**, 814, 1925; siehe auch K. Sixtus, Zeitschr. f. Techn. Phys. **8**, 70, 1928.

Der Deformationseinfluß der Thermo EMK kann hier auftreten, er kann jedoch vernachlässigt werden; der Wert der Thermo EMK soll für unsere Fälle beim Karborundumkontakte sehr klein im Vergleich mit den obenerwähnten Werten V_a sein (siehe TiTbp Nr. 44, S. 492, 1927).

Der Spektrograph und die Linse, die das Leuchtbild auf den Spalt des Spektrographen projizierte, waren aus Quarz.

Auf Fig. 4, 5 und 6 (Zeichen n) sind auch die Punkte bezeichnet, bei denen die Strahlung sichtbar wird: $V_a = 1{,}8$ Volt (Fig. 4) entspricht $\lambda_{min} = 6860$ Å; $V_a = 2$ Volt (Fig. 5) entspricht $\lambda_{min} = 6170$ Å; $V_a = 1{,}9$ Volt (Fig. 6) entspricht $\lambda_{min} = 6490$ Å. Die Anwendung des Auges als Indikator bringt selbstverständlich ein subjektives Element in die Beobachtung. Bei so geringer Intensität der Leuchterscheinung (welche den schwachen Strömen „des Anfangs der Charakteristik" entspricht) kann man diese Werte von λ_{min} für genügend übereinstimmend mit 7600 Å halten — dem Werte, der gewöhnlich für die größte mit dem Auge sichtbare Wellenlänge angenommen wird. Also sind diese Beobachtungen in voller Übereinstimmung mit den Spektrographbeobachtungen.

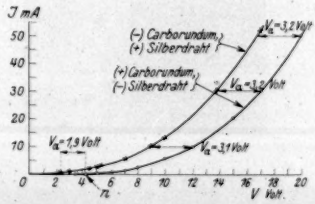


Fig. 6. Charakteristik des leuchtenden Punktes N 3 (beide Äste — der positive und der negative — sind in demselben Quadrante dargestellt).

Um das Auge während dieser Beobachtungen empfindlicher zu machen, wurde es vorher während 30 Minuten in Dunkelheit gehalten.

Es ist zu bemerken, daß das Auge bei so kleiner Intensität des Leuchtens (bei „Strömen am Anfang der Charakteristik schwächer als 3 mA") schon nicht imstande ist die Farbe des Leuchtens zu unterscheiden. Deswegen kann das Auge die Änderung der Farbe von Leuchten I bei Änderung der Potentialdifferenz V an den Detektorklemmen nicht bemerken; dieser Um-

1) Lossew, TiTbp; Phil. Mag., l. c.

stand wurde in früheren Beobachtungen erwähnt[1]). Und bei stärkeren Strömen ($J >$ ca. 3 mA), wie es aus Fig. 4, 5 und 6 zu ersehen ist, ändert sich der Wert V_a bei der Änderung von V fast nicht.

Es ist von Interesse zu erwähnen, daß an Karborundumkristallen Tribolumineszenz beobachtet werden kann, welche an das Detektorleuchten erinnert.

Über Leuchten II und einige optische Eigenschaften des Karborundums wird zweckmäßig in einer späteren Mitteilung zu berichten sein.

Der Verf. ist den Herren Akademiker A. F. Joffée, W. N. Kondratieff und Prof. L. N. Saltykow für wertvolle Ratschläge und die liebenswürdige Bereitstellung des Spektrographs, den Herren Prof. M. A. Bontsch-Bruewitsch, Prof. W. K. Lebedinsky und Prof. B. A. Ostroumoff für wertvolle Ratschläge und förderndes Interesse zu seiner Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

Zusammenfassung.

Die Strahlung des „Leuchtens I" des leuchtenden Detektors kann als Röntgenstrahlung eines kontinuierlichen Spektrums betrachtet werden; es wird auf den direkten Zusammenhang zwischen dem Prozeß der Strahlenerzeugung und der Möglichkeit der Gleichrichterwirkung des Detektors hingewiesen.

1) TiTbp; Phil. Mag., l. c.

Leningrad, Central Radiolaboratorium, Trust Elektroswiaz.

(Eingegangen 1. Mai 1929.)

Die quantifizierte Rotation des Thalliumatoms.

Von Ramón G. Loyarte.

1. Allgemeines. In zwei früheren Arbeiten[1]) haben wir das Vorhandensein einer quantifizierten Rotation im Quecksilberatom mitgeteilt. Dieser Rotation sind die kritischen Potentiale des Quecksilbers zuzuschreiben, welche vermittelst der Methode des Zusammenprallens mit Elektronen von Frank und Einsporn, Loyarte, Jarvis und Pavlov und von Sueva beobachtet wurden und keinen Quantensprüngen der leuchtenden Elektronen entsprechen, wie auch eine große Zahl der optischen Linien, welche bisher nicht klassifiziert wurden.

Hier muß notgedrungener Weise ein ganz allgemeines Phänomen vorliegen. Aus bekannten Gründen ist es praktisch sehr schwierig, wenn nicht unmöglich, vermittelst der Methode, welche im Zusammenprallen mit Elektronen besteht, das kritische Potential aufzusuchen, welches dem Rotationssprung vom Niveau $n = 0$ zum Niveau $n = 1$ usw. oder dem Sprung der kombinierten Potentiale entspricht, wenn es sich nämlich um Elemente handelt, deren Dampfspannung nur bei sehr hoher Temperatur genügend hoch ist. Natürlich könnte durch eine systematische Untersuchung der Emissionsspektren die Wellenzahl festgestellt werden, welche den Rotationssprüngen entspricht, aber diese Methode würde lang und mühsam sein.

2. Die Absorptionslinien, welche in der Emission erscheinen und nicht zu den Serien gehören. In unserer letzten Studie, welche sich auf das Quecksilberatom bezieht, erklärten wir das Auftreten von Atomen, welche bei gewöhnlicher Temperatur eine quantifizierte Rotation aufweisen, auf zweierlei Weise: nach der einen durch Absorption der Photonen, welche den Frequenzen der Rotationssprünge entsprechen; hierdurch kamen wir auf den Gedanken, daß vielleicht diejenigen optischen Linien, welche bei Absorption und bei Emission auftreten, welche nicht zu den Serien gehören und notwendigerweise Quantensprüngen entsprechen müssen, welche von den tiefsten Niveaus ausgehen, bei der Absorption von solchen Photonen zustande kommen, deren Frequenz derjenigen gleich ist, welche den gleichzeitigen Sprüngen der leuchtenden Elektronen und der Rotation entspricht.

3. Das Thalliumatom. In unserer vor einiger Zeit erschienenen Arbeit[1]) über die Absorptionsspektren des Thallium zwischen 7000 und 1850 Å.-E. findet man drei Absorptionslinien, welche ebenfalls zum Emissionsspektrum gehören und nicht klassifiziert sind. Zweien derselben, nämlich 2288,07 und 2139,4, entsprechen die Wellenzahlen 43 690 und 46 729,9, welche ungefähr um 7571,8 von den Wellenzahlen der Linien $2\,^2P_{1/2} - 3\,^2D_{3/2} = 2767{,}87$ und $2\,^2P_{1/2} - 7\,^2D_{3/2} = 2552{,}98$ abweichen, die von Sprüngen herstammen, welche vom Niveau $2\,^2P_{1/2}$, dem tiefsten des Thalliumatoms, ausgehen. Diese Tatsache ließ uns vermuten, daß 7571,8 die Wellenzahl ist, welche dem Rotationssprung vom Niveau $n = 0$ zum Niveau $n = 1$ entspricht.

Die folgende Tabelle zeigt deutlich, daß diese Vermutung durch die Tatsachen bestätigt wird.

Die Tabellen der Emissionsspektren des Thallium haben in der sichtbaren Region des Spektrums nicht übermäßig viel Linien. Carroll gibt andererseits innerhalb einer verhältnismäßig

1) Loyarte, Quantenrotation des Quecksilberatoms. Diese Zeitschr. **28**, 904, 1927. — „Über eine neue Form quantifizierter Energie im Quecksilberatom", diese Zeitschr. **30**, 678, 1929.

1) Loyarte et Williams, Le Spectre d'absorbtion de la vapeur de Thallium entre 7000 et 1850 Å. „Le Journal de Physique et Le Radium", IX, p. 121, 1928.

Tabelle I. $\Delta\nu = 7571{,}8$ in Wellenzahlen.

Linien	Kombination	Berechnete Wellenzahl ν_c	Berechnete Wellenlänge λ_c	Beobachtete Wellenlänge λ_o	Beobachter
$2^2P_{1/2} - 3^2D_{3/2}$ $\lambda = 2767{,}87$ $\nu = 36118{,}2$	$2^2P_{1/2} - 3^2D_{3/2} + \Delta\nu$	43690	2288,15	2288,07	Eder u. Valenta □ Erscheinen in Absorption u. in Emission
$2^2P_{3/2} - 7^2D_{5/2}$ $\lambda = 2552{,}98$ $\nu = 39158{,}2$	$2^2P_{3/2} - 7^2D_{5/2} + \Delta\nu$	46729,9	2139,3	2139,44	Eder u. Valenta
$2^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2}$ $\lambda = 2237{,}84$ $\nu = 44672$	$2^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2} + \Delta\nu$	52243,8	1913,45	1913 ?	Carroll
$2^2P_{1/2} - 6^2D_{3/2}$ $\lambda = 2168{,}61$ $\nu = 46098$	$2^2P_{1/2} - 6^2D_{3/2} + \Delta\nu$	53669,8	1862,7	1862,7	Eder u. Valenta
$2^2P_{1/2} - 7^2D_{3/2}$ $\lambda = 2129{,}33$ $\nu = 46948{,}1$	$2^2P_{1/2} - 7^2D_{3/2} - \Delta\nu$ $+ \Delta\nu$	39376,3 54519,9	2538,8 1834,2 *	2538,9 1834,3* *vac.	Carroll Carroll
$2^2P_{3/2} - 8^2D_{5/2}$ $\lambda = 2105$ $\nu = 47491$	$2^2P_{3/2} - 8^2D_{5/2} - \Delta\nu$	39919,2	2504,3	2504,33	Carroll
$2^2P_{3/2} - 13^2D_{5/2}$ $\lambda = 2449{,}49$ $\nu = 40812{,}5$	$2^2P_{3/2} - 13^2D_{5/2} + \Delta\nu$	48384,3	2066,1	2066,4 *u*	Carroll *u* unscharf
$2^2P_{3/2} - 11^2D_{5/2}$ $\lambda = 2465{,}46$ $\nu = 40548$	$2^2P_{3/2} - 11^2D_{5/2} - \Delta\nu$	32976,2	3031,6	3031,55 *u*	Carroll
$2^2P_{3/2} - 14^2D_{5/2}$ $\lambda = 2443{,}92$ $\nu = 40905{,}8$	$2^2P_{3/2} - 14^2D_{5/2} + \Delta\nu$ $- \Delta\nu$	48477,6 33334	2062,2 2991,1	2062,5 *u* 2999,3	Carroll Carroll
$2^2P_{3/2} - 11^2D_{3/2}$ $\lambda = 2069{,}1$ $\nu = 48315$	$2^2P_{3/2} - 11^2D_{3/2} + \Delta\nu$	55886,8	1789,3 *	1789,6 *	Carroll
$2^2P_{1/2} - 11^2D_{3/2}$ $\lambda = 2069{,}2$ $\nu = 48312$	$2^2P_{1/2} - 11^2D_{3/2} - \Delta\nu$	40741	2453,79	2453,79	Serienlinie, es sind aber mehrere superponierte Linien. Siehe Fowler
$2^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$ $\lambda = 2665{,}57$ $\nu = 37504{,}3$	$2^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2} + \Delta\nu$ $- \Delta\nu$	45076,1 29932,5	2217,8 3339,9	?2217,1 *u* 3339,6	Carroll Carroll
$2^2P_{3/2} - 9^2S_{1/2}$ $\lambda = 2083{,}1$ $\nu = 47989{,}9$	$2^2P_{3/2} - 9^2S_{1/2} - \Delta\nu$	40418,1	2473,4	2473,2 *u*	Carroll
$2^2P_{3/2} - 10^2S_{1/2}$ $\lambda = 2073{,}3$ $\nu = 48240{,}2$	$2^2P_{3/2} - 10^2S_{1/2} - \Delta\nu$	40668,4	2458,2	2458,5	Carroll
$2^2P_{3/2} - 14^2S_{1/2}$ $\lambda = 2442{,}16$ $\nu = 40935$	$2^2P_{3/2} - 14^2S_{1/2} + \Delta\nu$	48506,8	2060,9	2061 *u*	Carroll
$2^2S_{1/2} - 6^2D_{5/2}$ $\lambda = 5093{,}28$ $\nu = 19628{,}2$	$2^2S_{1/2} - 6^2D_{3/2} + \Delta\nu$	27200	3675,3	3675,12 *u*	Carroll *u* unscharf
$\lambda = 6199{,}90$ $\nu = 16125$	$\nu - \Delta\nu$	8553,2	1,1688 μ	1,1690 μ	Paschen

großen Strecke (2900—6000) nur die intensiven Linien an, wenigstens in einer seiner Tabellen; die andere reicht nur bis 4272, während die uns interessierenden Linien gewöhnlich schwach sind.

Wenngleich die von uns erhaltenen Resultate einen endgültigen Schluß gestatten, wollen wir doch noch das Emissionsspektrum des Thallium mittelst einer besonders hergestellten Geißlerschen Röhre untersuchen.

4. Das Trägheitsmoment des Thalliumatoms. In der Annahme, daß die diskreten Werte der Rotationsenergie des Atoms dem freiachsigen Rotator der Wellenmechanik entsprechen, erhält man, wenn $\Delta\nu$ die Wellenzahl 7571,8 bezeichnet, welche dem Sprunge des Rotators vom Niveau $n = 0$ zum Niveau $n = 1$ entspricht:

$$c\Delta\nu = \frac{h}{4\pi^2 J}\,\mathrm{sec}^{-1}.$$

Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit, h die Plancksche Konstante und J das Trägheitsmoment des Atoms.

Es ergibt sich also

$$\Delta\nu = \frac{55\cdot 3}{J}\,10^{-40}\,\mathrm{cm}^{-1}.$$

Da ferner

$$\Delta\nu = 7571{,}8,$$

so ist

$$J = 0{,}73\cdot 10^{-42}\,\mathrm{g/cm^2}.$$

In der Theorie des Magnetismus findet sich nun für die magnetische Suszeptibilität des Atoms die Formel[1])

$$\chi_A = -\frac{e^2}{6m^2}JN.$$

Hierbei ist $\frac{e}{m}$ die spezifische Ladung des Elektrons, N die Avogadrosche Zahl und J das Trägheitsmoment der Elektronen auf den Kern bezogen.

Wenn man nun das Trägheitsmoment der Elektronen einführt, welches auf eine Achse bezogen wird, die durch den Kern geht, so ergibt sich

$$\chi_A = -\frac{e^2}{4m^2}JN.$$

Nehmen wir den Wert

$$\chi_A = -49{,}1\times 10^{-6},$$

welcher dem Thallium im festen Zustande entspricht, so ergibt sich für J der Wert

$$J = 1{,}04\cdot 10^{-42}\,\mathrm{g/cm^2},$$

dessen Größenordnung der des oben abgeleiteten Wertes gleich ist.

Schlußfolgerungen.

1. Es wird dargelegt, daß die Emissionslinien des Thallium 2288,07 und 2139,4, welche in der Absorption erscheinen und nicht klassifiziert sind, einem Liniensysteme angehören, dessen Wellenzahl von der Wellenzahl der Serienlinien um 7571,8 abweicht.

2. Diese Erscheinung wird auf die Gleichzeitigkeit der zwischen den Quantenniveaus stattfindenden Sprünge der leuchtenden Elektronen und der Quantensprünge der Rotation des Atoms selber zurückgeführt.

3. Berechnet wird das Trägheitsmoment des Atoms und zwar auf eine Achse bezogen, welche durch den Schwerpunkt geht, wobei angenommen ist, daß die diskreten Energiewerte dem freiachsigen Rotator der Wellenmechanik entsprechen. Der erhaltene Wert zeigt gleiche Größenordnung wie das Trägheitsmoment der Elektronen bezogen auf eine Achse, welche durch den Kern geht; dieser wird mit der bekannten Formel aus der Elektronentheorie des Magnetismus berechnet, wobei für die atomare magnetische Suszeptibilität derjenige Wert angenommen wird, welcher dem Thallium in festem Zustande entspricht.

Instituto de Física de la Universidad de La Plata, Agosto de 1929.

(Eingegangen 5. September 1929.)

[1]) Z. B. bei E. C. Stoner, Magnetism and atomic structure, p. 264.

Zwei Apparate nach B. Macků.

Von Josef Zahradníček.

I. Ein neues Extensometer.

Zum Messen des Youngschen Elastizitätsmoduls von Drähten mittels des statischen Verfahrens kann vorteilhaft folgende Vorrichtung benutzt werden[1]): Zwei Stahldrähte, deren Elastizitätsmodul gemessen werden soll, sind in der Länge von etwa 75 cm zwischen zwei Paaren von Querstäbchen (a_1, b_1; a_2, b_2) 5,5 cm, 0,6 cm, 0,6 cm eingespannt (Fig. 1). In dem so entstandenen Rahmen ist der eigentliche Apparat zum Messen der kleinen Drahtverlängerungen befestigt. In der Kammer K, die mit einer dünnen Kautschukmembran überspannt ist, bewegt sich der Kolben Q. Oberhalb der Membran ist die Kammer mit Quecksilber gefüllt, das in die Kapillare vom Querschnitt q ragt — die Lichtweite etwa 1,5 mm. Die kleinen Bewegungen des Kolbens Q infolge der Längenveränderungen der Drähte sind im Verhältnisse Q/q in Bewegungen des Quecksilbermeniskus vergrößert (100- bis 200 mal). Mit der Kapillare ist ein Millimetermaßstab verbunden, auf dem man den Stand des Quecksilbermeniskus abliest.

[1]) B. Macků, V. Novák, F. Nachtikal, Základy praktické fysiky II, 90, Brünn 1927.

Der Apparat muß graduiert werden, was mit Hilfe einer Mikrometerschraube geschieht (Fig. 2). Mittels der Mikrometerschraube wird die Bewegung des Kolbens, auf der Skala dann die zugehörige Bewegung des Quecksilbermeniskus gemessen; der Stand des letzteren wird mit bloßem Auge oder mit einem Fernrohr abgelesen. Dann wird nach der Fig. 1 die ganze Vorrichtung zwischen die gemessenen Drähte eingespannt.

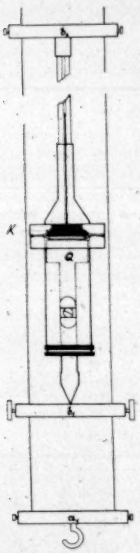


Fig. 1.

Bei der Berechnung von E muß man beachten, daß auf jeden der beiden Drähte von der ganzen Belastung nur eine Hälfte entfällt. Es ist also:

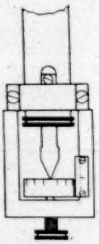


Fig. 2.

$$E = \frac{l}{\lambda} \cdot \frac{P}{2q}, \qquad \lambda = \frac{1}{N} \cdot \Delta n,$$

wo $N = Q/q$ die Konstante des Apparates und Δn die durch die Belastung P verursachte Veränderung des Standes des Quecksilbermeniskus ist. Das Schema der ganzen Messung ist folgendes: Die Länge der Drähte $l = 67{,}35$ cm, ihr Durchmesser $2r = 0{,}0300_1$ cm (Mittel aus 10 Messungen), die Apparatenkonstante $N = 202{,}4$.

Messung der Konstante N.

Stand des Mikrometers mm	Stand des Apparates cm	Differenz cm auf $^1/_2$ mm
0,000	26,44	
0,250	21,52	
0,500	16,40	10,04
0,750	11,30	22
1,000	6,30	10
		Mittel 10,12
		$\ldots N = 202{,}4$

Die Dauerbelastung der Drähte (nebst der Schale) war 1 kg. Der Stand des Quecksilbermeniskus wurde bei wachsender und dann bei abnehmender Belastung abgelesen:

P kg	Belastung nimmt zu			Belastung nimmt ab			Mittel
	n_0	n_1	Δn	n_0	n_1	Δn	Δn
1	21,10	17,20	3,90	21,08	17,19	3,89	$3{,}89_5$
2	11	13,36	7,75	09	13,31	7,78	$7{,}76_5$
3	10	9,60	11,50	09	9,55	11,54	11,52
4	10	5,99	15,11	10	6,01	15,09	15,10
$\Sigma P = 10$							$\Sigma \Delta n = 38{,}28$

In die Formel führen wir ΣP und $\Sigma \Delta n$ ein; dabei muß aber die Belastung von einer Anfangsbelastung angefangen (1 kg plus Schalengewicht) so gerechnet werden, daß auch der Bodendruck der Quecksilbersäule in Rücksicht genommen wird. In unserem Falle bei einer Veränderung der Quecksilbersäule um $d_0 = 8{,}95$ cm betrug die Veränderung des Bodendruckes — mit einer Wage gemessen — $P_0 = 0{,}500$ kg. Die wirkende Kraft ist also im ganzen $P - \frac{P_0}{d_0} \Delta n$, oder

$$\Sigma P - \frac{P_0}{d_0} \Sigma \Delta n = 7{,}86_1 \text{ kg}.$$

Aus diesen Daten folgt der Wert des Elastizitätsmoduls

$$E = 1{,}94_1 \cdot 10^{12} \text{ abs. Einh.}$$

Zur Kontrolle wurde der Elastizitätsmodul desselben Drahtes auch dynamisch gemessen. Der Stahldraht — von derselben Rolle wie beim statischen Verfahren — von der Länge l, dem Durchmesser $2r$ ist an einem Ende geklemmt, am anderen mit einem Gewichte M beschwert. Die Periode der longitudinalen Schwingungen beträgt T sec. Der Elastizitätsmodul wird dann nach der Formel

$$E = \frac{4\pi^2}{T^2} \cdot \frac{l}{q} M$$

berechnet, wo M die Masse des Gewichtes — evtl. mit der Schale —, q der Querschnitt des Drahtes ist. Zwei von den ausgeführten Messungen sind in folgender Tabelle enthalten:

$2r$ cm	l cm	M g	T sec.	$E \cdot 10^{-12}$ abs. Einh.
$0{,}0300_7$	274,0	11426	$0{,}301_2$	$1{,}91_3$
$0{,}0300_0$	1355	8274	0,569	$1{,}93_4$

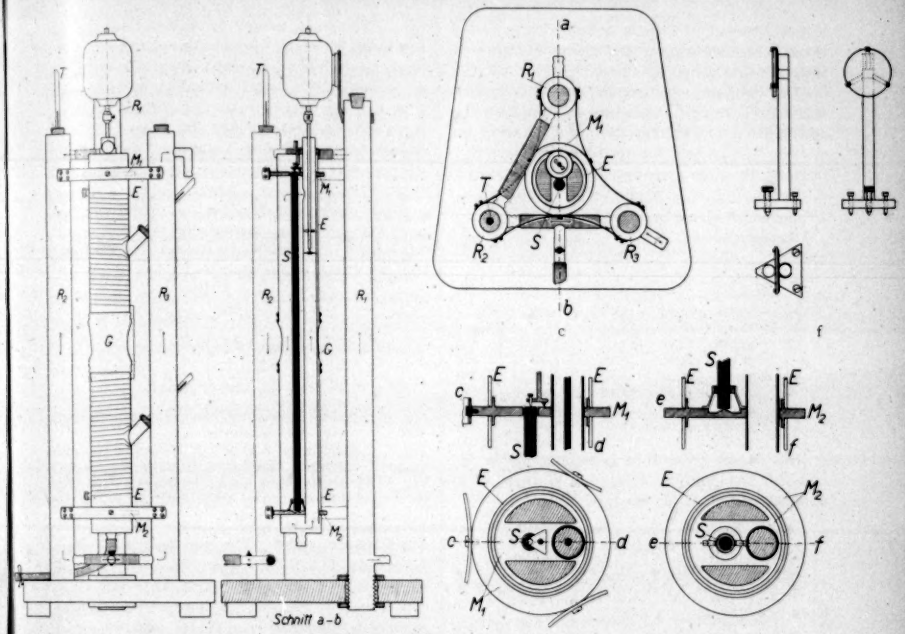


Fig. 3.

Der erste von diesen Versuchen wird im Laboratorium, der andere in einem Ventilationsraum des Hörsaales ausgeführt. Die Werte vom $E_{stat.}$ und $E_{dyn.}$ stimmen ziemlich gut miteinander überein.

II. Ein neuer Apparat zum Messen des Wärmeausdehnungskoeffizienten von Stäben.

Die bekannte Anordnung von Edelmann zum Messen des Wärmeausdehnungskoeffizienten von Stäben hat Prof. B. Macků folgendermaßen abgeändert: Drei vertikal stehende Eisenröhren R von 4,2 cm äußeren Durchmesser und 66 cm Länge sind miteinander zu einem Stativ verbunden, durch welches fortwährend von einem Rohre in das andere Wasser aus der Wasserleitung durchfließt. Mit diesem Röhrenstative sind im Abstande von etwa 50 cm voneinander zwei Messingkreisplatten M — 5 mm dick — verbunden, deren Abstand mit der Temperatur des Röhrenstatives konstant bleibt. An diese Kreisplatten sind vier Eisenröhrenstücke von 6 cm Durchmesser und 23,5 cm und 3 cm Länge angelötet, E. Diese beiden Röhren (26 cm Länge) sind miteinander durch eine ziemlich dünne Gummimembran G verbunden, so daß die Längenveränderung dieser Röhren infolge der Temperaturveränderung des Bades E auf die Entfernung der Platten M keinen Einfluß hat. Die Kreisplatten sind mit passenden Löchern versehen, wie es aus der Fig. 3 ersichtlich ist. In dem mittleren Gefäße E steht der zu messende Stab S, mit dem unteren Ende an die untere Kreisplatte gestützt, mit dem oberen geht er durch das Loch, das durch die Mitte der oberen Messingplatte führt, hindurch und drückt an einen von den drei Füßen eines kleinen Stativs, das einen Spiegel trägt. Zwei von den Stativspitzen stehen fest auf der oberen Kreisplatte. Fig. d—f.

Der Stab hat eine Länge von 50,0 cm bei 18° C und wird in dem elektrisch geheizten[1]) Wasserbade E etwa um 5° erwärmt. Zwei Thermometer in der oberen und unteren Hälfte des Bades zeigen die Temperatur des Stabes an. Das Bad wird mit einem kleinen Motor durchgemischt. Nach Erwärmung des Bades etwa um 5° wird der Motor ausgeschaltet und der Stand des Spiegels mit einem Fernrohr abgelesen — das Fernrohr ist

1) Zwei Heizspiralen sind aus Nichromdraht 0,3 mm Durchmesser gewickelt und bei 110 Volt parallel geschaltet, ca. 220 Watt.

mit einer vertikalen Skala versehen. So werden etwa zehn Messungen in einem Temperaturintervalle von 10^0 zu 50^0 ausgeführt.

Der Apparat wird mittels einer Mikrometerschraube graduiert. Bei unserem Apparat entsprechen der Verlängerung des Stabes um 0,1 mm — 29,6 mm auf der Skala bei einer Entfernung von 150 cm der Skala vom Spiegel. Als Beispiel führen wir einen Teil des Protokolls an:

Temperatur des Statives t_0	Temperatur des Bades t_1	Temperatur des Bades t_2	Mittel t	Stand des Spiegels n cm	Stablänge l_t cm
9,10	13,10	13,10	13,10	10,00	499,979
10	18,10	18,20	18,15	10,95	500,013
10	23,00	23,10	23,05	11,80	043
10	28,00	28,20	28,10	12,90	075
10	33,00	33,20	33,10	13,68	109
10	38,00	38,20	38,10	14.45	136
10	43,00	43,20	43,10	15,32	167
10	47,00	48,00	47,50	16,00	194

Die Messung wird in bekannter Weise berechnet: Der mittlere Wert des Wärmeausdehnungskoeffizienten für unseren Eisenstab ist

$$\beta = \frac{l_t - l_0}{l_0} \cdot \frac{1}{t - t_0} = 12{,}4_2 \cdot 10^{-6}.$$

Der ganze Apparat ist ziemlich klein, sehr handlich und für Laboratorium- sowie für Vorlesungszwecke gut geeignet.

Physikalisches Institut der Masaryk Universität in Brünn.

(Eingegangen 9. Okt. 1929.)

Schauversuch zur Ausdehnung des erstarrenden Wismuts.

Von Harald Perlitz.

1. Vorbereitung.

Einen zylindrischen Stab von Wismut, etwa 12 cm lang und etwa 11 mm im Durchmesser, schiebe man in eine, an einem Ende zugeschmolzene, etwa 30 cm lange Glasröhre von passendem Durchmesser und mindestens 2 mm Wandstärke. Etwa 20 cm, vom geschlossenen Ende gerechnet, ziehe man die Röhre aus zur Kapillare von etwa 5 cm Länge, verbinde die Röhre mit einer Ölluftpumpe und evakuiere. Nun schließe man den Wismut enthaltenden Teil der Glasröhre durch Abschmelzen der Kapillare, die man zum Aufhängehäkchen biege.

2. Erste Kühlungsweise.

Zur Vorführung der Ausdehnung des erstarrenden Wismuts erwärme man die das Wismut enthaltende Glasröhre bis über den Schmelzpunkt (271^0 C.). Man hänge die Röhre dann in den Strahlengang einer Projektionsvorrichtung und entwerfe ein Bild vom Meniskus auf dem Schirme, es entsteht der schwach gewölbte Meniskus der Fig. 1. Nun richte man den kühlenden Luftstrom eines Gebläses gegen das untere Ende der Glasröhre so, daß der Luftstrom, vertikal aufsteigend, die Röhre umspült. Auf dem Schirme beobachtet man ein Zunehmen der Wölbung und ein stetiges Ansteigen des Meniskus, was zur Formung der helmförmigen Kuppe der Fig. 2 führt. Der beschriebene Abkühlungsvorgang beansprucht bis zur völligen Erstarrung

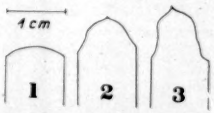


Fig. 1. Schwach gewölbter Meniskus des flüssigen Wismuts.
Fig. 2. Helmförmige Kuppe des erstarrten Wismuts beim Kühlen von unten.
Fig. 3. Zungenförmiger Aufwuchs des erstarrten Wismuts beim Vorkühlen von oben und Nachkühlen von unten.

der Kuppe etwa $2^3/_4$ Minuten und ein sicheres Anzeichen, daß das Erstarren beendet ist, ist das Auftreten der scharfen Spitze auf den Gipfel der Kuppe. Würde das erstarrende Wismut nicht in der beschriebenen Weise gekühlt werden, so würde es die Glasröhre zersprengen.

3. Zweite Kühlungsweise.

Man erzwingt bisweilen ein höheres Ansteigen des erstarrenden Wismuts, wenn man zuerst den kühlenden Luftstrom horizontal gegen den flüssigen Meniskus richtet, was zur Verkrustung der freien Oberfläche führt. Hat man so etwa eine halbe Minute lang vorgekühlt, kühle man weiter nach, von unten, in der vorher angegebenen Weise. Das flüssige Wismut durchbricht nun bald den verkrusteten Meniskus, ergießt es sich dabei nicht über die gesamte Kruste, dann erhebt es sich erstarrend höher als bei der ersten Abkühlungsweise: Fig. 3. (Während Fig. 2 ein Hauptschnitt eines annähernden Rotationskörpers ist, ist Fig. 3 der breiteste Querschnitt eines zungenförmigen Gebildes). Auch dieser Abkühlungsvorgang beansprucht etwa $2^3/_4$ Minuten. Welche Gestalt die Kuppe des erstarrenden Wismuts bei dieser Kühlungsweise annimmt, hängt ab vom Verhältnis der Dauer der Vorkühlung zur Dauer der Nachkühlung. Es soll jedoch die Dauer der Vorkühlung nicht eine volle Minute erreichen, da sonst die Kruste solche Dicke erreicht, daß das erstarrende Wismut sie nicht mehr zu durchbrechen vermag und dann die Glasröhre zersprengt.

4. Scheinbare und wahre Ausdehnung.

Das Wölben, der Durchbruch und der Anstieg werden durch die Ausdehnung des erstarrenden Wismuts hervorgerufen. Es gibt jedoch die Vorwölbung des Meniskus nicht die wirkliche Volumzunahme des Wismuts an. Die hier entstehende, scheinbare Volumzunahme ist geringer als die tatsächliche und hängt ab von den jeweiligen Kühlungsbedingungen und der Zahl der Luftblasen, die zwischen dem Wismut und der Rohrwandung sich befinden, denn diese Luftblasen ziehen sich beim Erstarren beträchtlich zusammen. Diese scheinbare Volumzunahme beträgt etwa 2,6 Proz., während die tatsächliche 3,3 Proz. beträgt.

Tartu (Estland), Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 30. September 1929.)

Optische Beobachtungen an Langmuir-Sonden.

Von R. Seeliger und H. Straehler.

In einer vorhergehenden Arbeit[1]) hatten wir uns auch mit der Frage beschäftigt, welche Vorgänge sich an einer Langmuirsonde bei höheren negativen Potentialen abspielen und insbesondere, wie sich an einer solchen Sonde die kathodischen Teile einer Glimmentladung entwickeln. Man kann hierüber etwas erfahren durch das Studium der optischen Erscheinungen in der Umgebung der Sonde, die sich im wesentlichen aus dem dicht an der Sondenoberfläche liegenden Dunkelraum und einem an diesen nach außen anschließenden Leuchten des Gases zusammensetzen. Die Dicke des Dunkelraums läßt sich ziemlich genau messen und die Lichtemission des Gases läßt sich spektroskopisch analysieren.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 gezeichnet. Das Entladungsrohr hatte bei einer Länge von 50 cm einen Durchmesser von 5 cm. Die Hauptentladung wurde erzeugt zwischen der Glühkathode k mit Innenheizung und einer Graphitanode a (wie sie in Hg-Gleichrichtern benutzt wird) mit Hilfe der 440 Volt Lichtleitung (Gleichstrom); die Stromstärke wurde durch Regulierwiderstände bis auf 1 Proz. bei jeder Meßreihe konstant gehalten. Die Sonde s tauchte in die ungeschichtete positive Säule ein und konnte mit Hilfe der Gleichstrom-Hochspannungsdynamo D und des Potentiometers P auf die gewünschten Spannungen (0—3500 Volt) geladen werden; ihre Spannung gegen die Anode wurde gemessen an dem statischen Multizellularvoltmeter V, der Entladungsstrom (meist etwa 200 mA) und der Sondenstrom konnten an den Milliamperemetern A_1 und A_2 (in geeigneten Nebenschlußschaltungen) abgelesen werden. Als Sonde diente ein massiver Aluminiumzylinder von 5 cm Länge und 4 mm Dicke oder für die endgültigen Messungen in Neon und Helium ein vorne verschlossenes

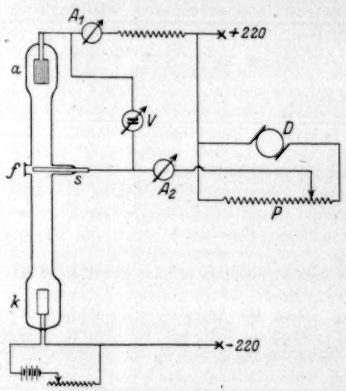


Fig. 1.

dünnwandiges Kupferrohr von 5 cm Länge und einem äußeren Durchmesser von 7 mm, das ständig von Kühlwasser durchströmt wurde. Eine intensive Kühlung erwies sich für die feineren Messungen als durchaus notwendig wegen der störenden Rückwirkung der Erwärmung der Sonde auf die Gasdichte in ihrer Umgebung. Der Stirnfläche der Sonde stand das Planfenster f gegenüber, durch das die Erscheinungen in der Umgebung der Sonde bequem und unverzerrt beobachtet werden konnten. Die spektroskopischen Aufnahmen erfolgten durch Abbildung auf den in Richtung eines Sondendurchmessers gestellten Spalt des Spektrographen mit Hilfe eines Objektivs von großer Tiefenschärfe. Die Dunkelraumdicke wurde gemessen in einem Fernrohr mit Okularskala und ließ sich im allgemeinen auf etwa 0,1 mm genau bestimmen.

Wenn die Sonde die Rolle einer „Langmuir-Sonde" spielt (wobei hier stets nur das Gebiet der negativen Sondenpotentiale betrachtet werden soll), taucht sie ein in die positive Säule einer selbständigen Entladung, die mit Langmuir kurz als Plasma bezeichnet sei. Man kennt heute den Mechanismus der leuchtanregenden Vorgänge in der pos. Säule schon so weit, daß man das Zustandekommen der für das Plasma typischen Leuchtfarbe bzw. der Energieverteilung im emittierten Spektrum recht weitgehend verstehen kann. Es genügt für das Folgende, daß z. B. in reinem Neon bzw. Helium das Plasma einen

[1]) R. Seeliger, Physik. Zeitschr. **30**, 527, 1929.

roten bzw. violetten Farbton zeigt und durch das Bogenspektrum mit typischer Energieverteilung gekennzeichnet ist. Mischt man den reinen Gasen nur kleine Mengen einer „Verunreinigung" zu, deren Anregungsspannungen unter denen des reinen Gases liegen, so wird die Emission des Grundgases fast vollkommen verdrängt und es wird aus ebenfalls bekannten Gründen praktisch nur das Spektrum der Verunreinigung emittiert; so z. B. genügen schon sehr kleine Beimischungen von Quecksilberdampf oder Wasserstoff, um etwa im Neon die Farbe des Plasmas von Rot in Blau zu verändern. Das Plasma mit seiner charakteristischen Leuchtfarbe reicht aber bekanntlich nicht bis dicht an die Sondenoberfläche, sondern vor dieser liegt ein Dunkelraum, der dadurch zustande kommt, daß die Plasmaelektronen an der äußeren Begrenzung einer um die Sonde liegenden Raumladungsschicht reflektiert werden und daß andererseits für die durch diese Raumladungsschicht auf die Sonde zuströmenden positiven Ionen die Ausbeute an leuchtanregenden Stößen nur sehr klein ist.

Wenn hingegen die Sonde die Rolle der Kathode einer Glimmentladung spielt, sind die Verhältnisse von den eben geschilderten wesentlich verschieden. An der Stelle des Plasmas liegt nun ein leuchtendes Gebilde, das man als negatives Glimmlicht bezeichnet und dessen Lichtemission von der einer positiven Säule sich in typischer Weise unterscheidet. Das negative Glimmlicht hat zwar in reinem Neon ebenfalls roten Farbton, in reinem Helium aber ist es grün. Bekannt sind die feineren Unterschiede zwischen dem Spektrum der positiven Säule und dem des negativen Glimmlichts. Ferner reicht an einer eigentlichen Langmuir-Sonde der Dunkelraum bis zur Sondenoberfläche, während an der Oberfläche einer Glimmentladungskathode eine leuchtende Schicht, die sog. erste Kathodenschicht, liegt; sie ist in Neon rot, in Helium gelb. Die Zumischung einer Verunreinigung von kleinerer Anregungsspannung wirkt auf das Glimmlicht in ganz anderer Weise ein wie auf die Säule. Ohne auf die bekannte theoretische Deutung hier nochmals einzugehen, sei nur erwähnt, daß im Glimmlicht eine Verdrängung der Emission des Grundgases nicht stattfindet, daß also z. B. in einem Gemisch von Neon mit kleinen Mengen von Quecksilberdampf oder Wasserstoff das Glimmlicht nach wie vor seinen roten Farbton behält.

Diese Feststellungen ermöglichen es nun, in sehr einfacher Weise die Umbildung einer „Langmuir-Sonde" in eine „Glimmentladungs-Kathode" optisch zu verfolgen. Steigert man bei konstanter Gasdichte und konstanter Stromstärke in der Hauptentladung die Höhe des negativen, an der Sonde liegenden Potentials, so wird die Dicke des an der Sonde liegenden Dunkelraums größer und man muß dadurch nach den Überlegungen in unserer eingangs genannten Arbeit in ein Gebiet kommen, in dem nicht nur die Voraussetzungen der Langmuirschen Sondentheorie nicht mehr quantitativ erfüllt sind, sondern in dem tiefgreifende Veränderungen in den Vorgängen in der Umgebung der Sonde eintreten; und endlich muß man soweit kommen, daß die Sonde die Rolle einer Glimmentladungskathode spielt und dann z. B. auch nach Abschalten der Hauptentladung diese Glimmentladung selbständig weiterbrennt. Dabei muß sich das Plasma irgendwie umwandeln in ein negatives Glimmlicht. Nach den obigen Ausführungen wird man diese Umwandlung am besten verfolgen können in Gasen, in denen das Leuchten der positiven Säule und des Glimmlichts starke Unterschiede zeigen; ungeeignet wäre also z. B. reines Neon, gut geeignet aber Neon mit einer kleinen Beimischung von Quecksilber oder Wasserstoff und reines Helium. Mit zunehmendem negativen Sondenpotential sieht man nun in der Tat in $Ne + Hg$ oder $Ne + H_2$ bzw. in Helium die in Fig. 2 skizzierten Leuchterscheinungen (nicht maßstäblich; das Sondenpotential wächst von links nach rechts), die einer weiteren Erläuterung wohl nicht mehr bedürfen. Eine erwünschte Ergänzung gibt die spektroskopische Untersuchung. Durch einen Vergleich mit Aufnahmen der positiven Säule und des negativen Glimmlichts einer in demselben Gas erzeugten Glimmentladung, in dem dann auch die Sonde untersucht wird, kann man unmittelbar feststellen, daß mit Steigerung des negativen Sondenpotentials sich das Spektrum der an den Sondendunkelraum grenzenden Plasmateile ganz kontinuierlich umändert von dem Spektrum, wie es für die Säule charakteristisch ist, in ein Spektrum, wie es für das negative Glimmlicht charakteristisch ist, wobei das verfärbte „Saumgebiet" zugleich an Ausdehnung zunimmt und langsam in das ungestörte Plasma hineinwächst. Parallel damit geht das Auftreten der für die erste Kathodenschicht charakteristischen Lichtemission an der Sondenoberfläche. Die Umbildung des Plasmas in negatives Glimmlicht ist offenbar darauf zu schieben, daß die durch Ionenstoß aus der Sondenoberfläche ausgelösten Sekundärelektronen das Gas im Saumgebiet zum Leuchten anregen und zwar mit größeren Stoßgeschwindigkeiten als die Plasmaelektronen; zugleich entsteht vermutlich im Saum infolge der intensiveren Ionisation (Elektronenlawine) eine Möglichkeit zu zahlreichen Wiedervereinigungen und zu einem Wiedervereinigungsleuchten. Daraus, daß die erste Kathodenschicht mitunter, wie z. B. in Helium, andere Leuchtfarbe hat wie der Plasmasaum wird man, nebenbei bemerkt, nicht

schließen können, daß hier die Lichtemission vorwiegend durch die positiven, auf die Sonde zuströmenden Ionen angeregt wird und nicht auch wie im Plasma daran Elektronenstoß beteiligt ist[1]). Denn die Verhältnisse liegen in der ersten Kathodenschicht insofern ganz anders als im Plasma, als in ihr natürlich nicht wie im Plasma die bekannte Regulation der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen durch Weglängegradient und Anregungsausbeute wirksam ist. Auffallend ist, daß die Ausbildung des dem negativen Glimmlicht entsprechenden Saumgebietes (worauf unten noch eingegangen werden wird) nicht bereits bei Sondenpotentialen erfolgt, die von der Größe des normalen Kathodenfalls sind, sondern erst bei wesentlich höheren Potentialen. Es kann dies wohl nur damit zusammenhängen, daß nicht nur die im Dunkelraum liegende Potentialdifferenz maßgebend ist, sondern ebensosehr auch die Dicke des Dunkelraums, die als Entwicklungsraum für die Elektronenlawinen zu dienen hat und die hier (nach der Langmuirschen Raumladungstheorie der Vorgänge an der Sonde) wesentlich von der Plasmastromdichte abhängt. Wie sich zeigen wird, tritt ein verfärbter Plasmasaum (= neg. Glimmlicht) in der Tat erst auf, wenn die Dunkelraumdicke etwa auf die Dicke des üblichen Kathodendunkelraums gewachsen ist; man wird aus dem Gesagten also zugleich eine handgreifliche Demonstration für die Notwendigkeit eines „genügend großen Entwicklungsraumes der Trägerlawinen" entnehmen können.

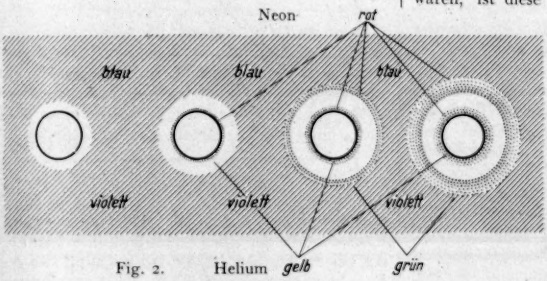


Fig. 2.

Diese qualitativen optischen Beobachtungen wird man natürlich durch quantitative Angaben zu ergänzen wünschen und eine Möglichkeit dazu liefern Messungen über die Dicke des Dunkelraums, wie sie in unserer ersten Arbeit bereits besprochen wurden. Da wir es hier mit Zylindersonden zu tun haben, müssen aber zuerst die dortigen Überlegungen verallgemeinert werden. Es sei r der Radius und l die Länge der Sonde, j die Stromdichte des Sondenstromes, V das Sondenpotential und x die Dunkelraumdicke. Dann besteht nach Langmuir und Mott-Smith die Beziehung

$$j = \left(\sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{1}{9\pi}\right) \frac{V^{3/2}\left(1 + 0{,}025\sqrt{\frac{T}{V}}\right)}{lr(r+x)\beta^2} \qquad (1)$$

$$\beta = ln\frac{r}{r+x} - 0{,}4 \cdot \left(ln\frac{r}{r+x}\right)^2 + 0{,}09 \cdot \left(ln\frac{r}{r+x}\right)^3 \mp \cdots$$

wenn $\frac{e \cdot V}{k\,T} \gg \frac{r+x}{r}$. In unseren Versuchen, die bei Hauptstromstärken von 100—200 mA und bei Drucken zwischen etwa 0,2 und 5 mm Hg angestellt wurden und bei denen $\frac{r+x}{r}$ stets kleiner als 2 blieb und die Sondenpotentiale in dem uns interessierenden Bereich größer als 100 Volt waren, ist diese Bedingung wohl sicher erfüllt. Denn es ist $\frac{e}{k} = 1{,}16 \cdot 10^4$ Grad/Volt und es ist T die Temperatur der positiven Ionen; man müßte also für T schon Werte von der Größenordnung 10^6—10^7 annehmen, damit jene Bedingung nicht mehr erfüllt wäre.

Worum es sich nach den Ausführungen in unserer vorhergehenden Arbeit handelt, ist festzustellen, ob und wie die beobachtete Dunkelraumdicke x in Abhängigkeit von V von der Beziehung 1) Abweichungen zeigt und zwar insbesondere in dem Sinn, daß mit zunehmendem V das beobachtete x kleiner wird als das nach jener Beziehung berechnete. Nun ist leider die Temperatur der Ionen nicht bekannt und die bisherigen Annahmen darüber gehen sogar sehr weit auseinander. Man kann deshalb nicht anders vorgehen, als daß man einerseits $(r+x)\,\beta^2$ nach Gl. 1) als Funktion von V aufträgt für verschiedene Werte des Parameters T und andererseits mit den gemessenen Werten von x ebenfalls $(r+x)\,\beta^2$ berechnet und in demselben Diagramm einträgt. Die Gl. 1 kann man etwas anders schreiben in der Form

$$\beta^2 = C \cdot V^{3/2}\left(1 + 0{,}025\sqrt{\frac{T}{V}}\right), \qquad (2)$$

wo C neben elementaren Konstanten die Stromstärke I des Sondenstromes und die Dimensionen r und l der Sonde enthält:

$$l = \frac{14{,}68 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{M/m}} \cdot \frac{l}{r} \cdot \frac{1}{I}$$

(M = Ionen-, m = Elektronenmasse).

[1]) Vgl. auch R. Seeliger u. Th. Handt, Ann. d. Phys. (5), **3**, 575, 1929.

r ist bekannt, I läßt sich ebenso wie x unmittelbar und recht genau messen, l hingegen läßt sich wegen der Verzerrung der Entladung durch die Sonde und der Ungleichförmigkeit der positiven Säule längs des Durchmessers des Entladungsrohres nicht mit derselben Exaktheit angeben. Dazu kommen die von Morse und Uiterhoven entdeckten störenden Faktoren, so daß man auf eine Übereinstimmung der Absolutwerte von β^2, wie sie einerseits aus Gl. 2 folgen

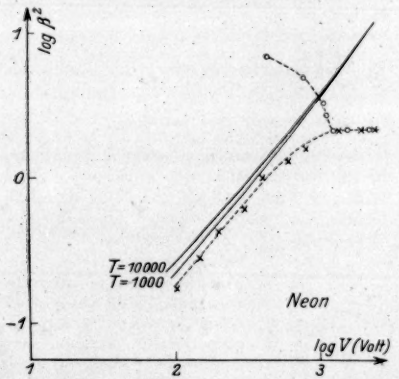


Fig. 3.

und andererseits sich aus den Messungen der Dunkelraumdicke x ergeben, keinen großen Wert legen wird. Worauf es hier ankommt, ist vielmehr, wie die Formen der β^2 (V)-Kurven voneinander abweichen.

In den Figuren 3 und 4 sind für zwei Beispiele die Ergebnisse der diesbezüglichen Rechnungen bzw. Messungen eingezeichnet. Fig. 3 bezieht sich auf Neon von 0,48 mm Hg-Druck und eine Hauptstromstärke von 200 mA, Fig. 4 auf Helium von 2,2 mm Hg-Druck und dieselbe Hauptstromstärke. Durchgezogen sind die nach Gl. 2 berechneten Kurven für die beiden Temperaturen 1000 und 10 000, als Kreuze eingetragen sind die Meßpunkte an der Langmuirentladung. Als Kreise eingetragen sind die Meßpunkte an der selbständigen Glimmentladung, die erhalten wurden, nachdem beim höchsten Potentialwert die Hauptentladung gelöscht worden war und nun die Glimmentladung mit der Sonde als Kathode selbständig weiterbrannte, wobei das Sondenpotential nun wieder schrittweise erniedrigt wurde. In Neon konnte die Glimmentladung noch ziemlich weit verfolgt werden, in Helium waren nur einige Meßpunkte noch mit genügender Genauigkeit zu erhalten, da dann die Dunkelraumgrenze bald zu lichtschwach und zu verwaschen wurde. Soweit sich dies überhaupt angeben läßt, scheint die erste Kathodenschicht an der Sondenoberfläche bei etwa 300 Volt aufzutauchen und die Ausbildung des Glimmsaums, gekennzeichnet durch die Verfärbung der inneren Plasmateile, bei etwa 1000 Volt zu beginnen, also bei Potentialwerten, die

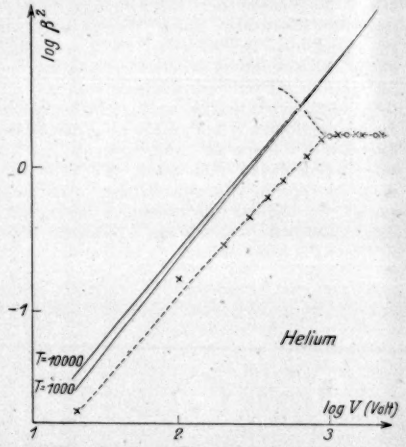


Fig. 4.

erheblich höher liegen, als z. B. die normalen Kathodenfälle der Glimmentladung in Edelgasen. An beiden Figuren ist die Abweichung der gemessenen von den nach Langmuir berechneten Dunkelraumdicken sehr deutlich und zwar in dem früher vermuteten Sinn zu erkennen und vor allem nun zu ersehen, daß die Langmuirentladung tatsächlich kontinuierlich und quantitativ in die Glimmentladung übergeht. Damit dürften unsere früheren theoretischen Spekulationen in den wesentlichen Punkten bestätigt sein. Unsere Messungen erfassen allerdings nur die Übergangskurven, die der untersten in der Figur der früheren Arbeit gezeichneten etwa entsprechen. Die anderen Übergangskurven, insbesonders die zu $j \leqq j_n$ gehörende, konnten wir leider nicht mit genügender Genauigkeit erhalten, da die Grenze zwischen Plasma und Dunkelraum bei kleineren Hauptstromstärken bzw. höheren Gasdrucken zu lichtschwach und zu verwaschen wird.

Der Notgemeinschaft und der Helmholtzgesellschaft haben wir zu danken für die gewährten Unterstützungen, der Linde-Eismaschinengesellschaft Abteilung Gasverflüssigung für die kostenlose Überlassung der Edelgase.

Greifswald, November 1929.

(Eingegangen 13. November 1929.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES V. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN PRAG VOM 15.—21. SEPTEMBER 1929.

P. Selényi (Budapest), Über rotempfindliche Natrium-Photokathoden. Aus dem Forschungslaboratorium „Tungsram" Budapest-Ujpest.

1. Vor allem bedarf der Titel meines Vortrages einer Rechtfertigung. Man hat wohl die Bezeichnung „Photokathode" bisher nicht benützt, doch entstand dieses Wort sozusagen von selbst beim Niederschreiben der gefundenen Erscheinungen, insbesondere bei der Abfassung der diesbezüglichen Patentschriften, wo eine kurze Bezeichnung für die Kathode einer lichtelektrischen Zelle sich ebenso unentbehrlich erwies, wie die Bezeichnung „Glühkathode" für die einer mit Thermionenemission arbeitenden Röhre.

Übrigens war ich bestrebt mit dem Titel auch den Inhalt möglichst erschöpfend anzugeben: es ist uns gelungen lichtelektrische Natriumzellen mit einer auf das ganze sichtbare Spektrum, also auch auf Rot sich erstreckende Empfindlichkeit vollständig reproduzierbar zu erzeugen, und

Innerer Aufbau der Photozellen. 1. Kolben; 2. Wolframspiral-Anode; 3. Kathodenzuleitung; 4. Natriumspiegel-Kathode; 5. 6. 7. Kontaktstifte.

ich möchte über die Herstellung, Eigenschaften und Verwendung dieser Zellen kurz berichten. Es handelt sich hier, wie ich es gleich erwähne, um Photokathoden mit einer dünnen, im Grenzfalle monomolekularen Natriumschicht; die bezüglichen Erscheinungen stehen also, — wie ich nachträglich erfuhr — mit bekannten, insbesondere von Ives[1]) und Campbell[2]) gefundenen Eigenschaften dünner Alkalischichten in engster Beziehung. Die von uns beobachteten Vorgänge zeigen eine starke Verwandtschaft mit dem bekannten Aktivierungsprozesse der thorierten Wolframkathode; infolge des Umstandes, daß sie sich in dem fertigen, evakuierten und abgeschmolzenen Kolben abspielen, gewinnen diese Erscheinungen sehr viel an Klarheit, Übersichtlichkeit und Reproduzierbarkeit.

2. Sämtliche Versuche wurden mit Zellen von dem auf Figur dargestellten inneren Aufbau ausgeführt; eine Konstruktion, die von den Herren Dr. L. Márton und Ing. E. Rostás in unserem Laboratorium ausgearbeitet wurde. Wie ersichtlich, unterscheidet sich die Zelle in ihrem ursprünglichen Zustande von einer gewöhnlichen 50 Watt-Autolampe nur dadurch, daß sie noch eine dritte Stromzuführung 3 enthält, deren Verlängerung bei der Einschmelzung des Lampengestelles oberflächlich an die innere Kolbenwand angeschmolzen wird. Die Lampe wird dann entlüftet, abgeschmolzen, gesockelt und durch die bekannte elektrolytische Einführung des Natriums in eine Natriumphotozelle „umgeändert", wobei die erwähnte dritte Elektrode als Zuführung der Natriumkathode dient. Dieses Verfahren wurde bei uns von den genannten Herren entwickelt und in einer unlängst erschienenen Arbeit[1]) genauer beschrieben. Die so hergestellten Zellen zeigen das normale Verhalten einer Natriumphotokathode: ihre Lichtempfindlichkeit beträgt $2—3 \times 10^{-10}$ A pro Lux bei einem Kathodendurchmesser gleich 50 mm und die langwellige Grenze der spektralen Empfindlichkeitskurve liegt etwa bei 560—570 m μ.

Ich habe nun zwei verschiedene Möglichkeiten gefunden, um die Zellen nachträglich in einen aktiveren Zustand zu bringen, wo sowohl die gesamte Lichtempfindlichkeit bedeutend größer ist, als auch die langwellige Grenze beträchtlich, bis über die rote Grenze des sichtbaren Spektrums verschoben liegt.

3. Die eine Methode besteht darin, daß man die Oberfläche des Natriumspiegels mit einer dünnen Schichte eines lichtelektrisch unwirksamen Metalles, z. B. mit einer sehr dünnen Nickelschichte überzieht. Dies läßt sich leicht bewerkstelligen, da die Elektroden des Glühfadens aus Nickel bestehen; läßt man also die Spirale mit starker Überlastung glühen, so erhitzen sich die Enden der Nickelelektrode, wo

1) Astroph. Journ. **9**, 209, 1924.
2) Phil. Mag. **6**, 633, 1928.

1) L. Márton u. E. Rostás, Über die elektrolytische Herstellung von lichtelektrischen Zellen und deren Verwendung, Zeitschr. f. techn. Phys. **9**, 32, 1928. Die Zellen wurden unter der Bezeichnung: Tungsram-„NAVA" Photozellen von der Vereinigten Glühlampen & Elektrizitäts A.-G. bereits in Handel gebracht.

die Spirale angeschweißt ist, so stark, daß innerhalb weniger Sekunden die ganze Innenfläche des Kolbens — also auch der Natriumspiegel — sich mit einer dünnen, in Durchsicht wie eine schwache Schwärzung des Kolbens erscheinenden Nickelschicht überzogen wird. Durch diesen Nickelbelag wird die lichtelektrische Wirksamkeit der Zelle vorerst etwas herabgesetzt, in dem Maße aber, wie die Nickelschicht — sei es infolge Diffusion des Natriums durch die Schicht hindurch, oder durch Verdampfung von den von Nickel freigebliebenen Stellen — allmählich mit Natrium bedeckt wird, nimmt die Lichtempfindlichkeit zu und die langwellige Grenze verschiebt sich nach dem roten Ende des Spektrums. Das sind die Erscheinungen, die von Ives in der erwähnten Arbeit beschrieben wurden; während aber nach Ives die langwellige Grenze des Natriums auch in dem extremsten Falle sich nicht über 570 mμ verschiebt[1]), liegt sie in unseren normalen Zellen in dieser Gegend und verschiebt sich im günstigsten Zustand merklich über die Grenze des sichtbaren Spektrums (vielleicht bis 800 mμ). Dieser günstige Zustand wird etwa in 10—20 Stunden erreicht; es beträgt dann die gesamte Empfindlichkeit das drei- bis vierfache der früheren, also etwa $6—8 \times 10^{-10}$ A pro Lux, und die Rotempfindlichkeit 10—14 Proz., d. h. 10—14 Proz. des lichtelektrischen Stromes wird durch die, von einem gewöhnlichen Rubinglas durchgelassenen Strahlen einer Vakuumglühlampe (kurzwellige Grenze der Durchlässigkeit etwa 600 mμ) erzeugt. Dieser Zustand der Kathode ist aber — in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Ives — nur ein vorübergehender; mit der Zeit wird dieser Aktivierungsprozeß, wohl infolge weiterer Zunahme der abgelagerten Natriumschicht, von selbst wieder rückgängig gemacht; die langwellige Grenze verschiebt sich in entgegengesetzter Richtung, die gesamte Empfindlichkeit nimmt ab, und in einigen Tagen zeigt die Zelle wieder ihr früheres, normales Verhalten. — Dieser ganze Vorgang ist — wie wir gefunden haben, stark temperaturabhängig: durch Erhöhung der Temperatur wird er stark beschleunigt, durch die Erniedrigung verlangsamt. Wird die Zelle auf der Temperatur der festen Kohlensäure gehalten, so kann man sie mehrere Tage auch in dem günstigstem Zustande unverändert, oder fast unverändert aufbewahren; bringt man sie wieder auf Zimmertemperatur, so kehrt sie allmählich in ihren normalen Zustand zurück[2]).

1) A. a. O., 219, Fig. 8.

2) Dieser „Normalzustand" ist auch durch die Gegenwart des Nickelniederschlages bestimmt; über diesbezügliche Einzelheiten und über die Erklärung der von Márton und Rostás gefundenen Schattenerscheinung (l. c.) soll später ausführlicher berichtet werden.

4. Eine andere, vielfach beständigere „Aktivierung" kann man durch eine oberflächliche Oxydation des Natriumspiegels hervorbringen. Hierzu läßt sich die von mir gefundene Methode — durch die elektrolytische Zersetzung des Glases[1]) Sauerstoff in einem abgeschmolzenen Glasgefäß zu entwickeln — gut verwenden. Durch eine Abänderung des früher beschriebenen Verfahrens sind wir imstande auch in einem evakuierten Kolben diese Elektrolyse des Glases „in umgekehrter Richtung" auszuführen, und dadurch eine dem Faradayschen Gesetze entsprechende Menge von Sauerstoff in der Zelle zu entwickeln. Hier zeige ich Ihnen einige solche oxydierte Zellen[2]); sie sind schon äußerlich an einer Färbung des Natriumspiegels zu erkennen, und zwar erhielten die Zellen mit rötlich-gelber Färbung eine Sauerstoffmenge entsprechend 20—30 Milliampereminuten, die Blaugefärbten eine solche von 60—80 Milliampereminuten.

In einer solchen Zelle, mit oberflächlich oxydierter Natriumkathode, spielen sich ganz ähnliche Aktivierungsprozesse ab, wie in einer mit Nickelbelag versehenen Zelle. Da aber in Gegenwart von Sauerstoff keine reine, nicht oxydierte Natriumfläche denkbar ist, so wird hier die allmähliche Bedeckung der Oxydschichte mit Natriumatomen wohl nur mittels Diffusion durch die Oxydschicht hindurch erfolgen können. Demzufolge geht hier der ganze Aktivierungs- und Desaktivierungsprozeß viel langsamer vonstatten, um so langsamer, je dicker die Oxydschicht ist. Man erzeugt also eine dicke Oxydschichte, läßt die Aktivierung durch Temperaturerhöhung beschleunigen und erhält dann eine Zelle von der Gesamtempfindlichkeit $1—2 \times 10^{-9}$ A pro Lux und mit einer Rotempfindlichkeit gleich 6—14 Proz. Die Beständigkeit dieser Zellen ist schon verhältnismäßig gut: die Rotempfindlichkeit verschwindet erst in 3—4 Monaten und die Gesamtempfindlichkeit geht dabei nur um 30—50 Proz. zurück. Zur Erreichung einer noch besseren Stabilität sind bereits aussichtsvolle Versuche im Gange. Über die physikalischen Eigenschaften dieser Photozelle bzw. über die Änderung derselben während der Aktivierung und Desaktivierung, gedenke ich später zu berichten. Es ist außer Zweifel, daß die „Aktivierung" durch eine Abnahme, die „Desaktivierung" durch eine rückgängige Zunahme der Elektronenaustrittarbeit bedingt ist. Diesbezügliche Messungen haben wir bisher noch nicht ausgeführt. Auch die spektrale Empfindlichkeitskurve wurde nur annähernd aufgenommen; es stellte sich heraus, daß die Kurve außer

1) Ann. d. Phys. (IV) **84**, 111, 1927 und **85**, 643, 1928.

2) Die Zellen wurden während des Vortrages vorgeführt.

einer Verschiebung ihrer langwelligen Grenze nach Rot, auch eine Formänderung erleidet, indem bei der Gegend von 500 mμ ein sekundäres Maximum (ein Buckel auf der Kurve) entsteht, wogegen das Hauptmaximum auf seiner normalen Stelle (bei 350 mμ) zu bleiben scheint.

5. Ich brauche kaum hervorzuheben, daß die auf das ganze sichtbare Spektrum sich erstreckende Empfindlichkeit dieser Zellen eine vielseitige Verwendung derselben (Lichtmessung, Spektralphotometrie, Pyrometrie, Farbenmessung usw. usw.) ermöglicht. Über die Anwendung zur objektiven Lichtmessung möchte ich noch einiges hinzusetzen. Wir haben gefunden, daß die Zellen mit einem ganz bestimmten Grade der Rotempfindlichkeit (rund 6 Proz. im obigen Sinne) innerhalb weiter Grenzen der Lichtfarbe eine, mit der subjektiv gemessenen Lichtintensität weitgehend proportionale Stromstärke liefern. Eine Reihe diesbezüglicher Messungen ist in der Tab. I zusammengestellt.

Tabelle I.

Nummer der Zelle			350	256	4
Rotempfindlichkeit			—	6 Proz	10 Proz.
Spannung	Lichtstärke	Spez. Verbrauch	Lichtelektr. Stromstärke		
72 V	25 H K	2,16 W/H K	21,5	24,8	29
80	40	1,60	36,5	39	45
88	59,5	1,24	58	58	63,5
95	80	1,03	82	78	82
101	**100**	0,91	**100**	**100**	**100**
106	119	0,83	130	119	114
112	142	0,75	166	145,5	130
115	160	0,70	186	160,7	145
119	180	0,65	214	181,5	159
122	200	0,61	230	200	176

Die Messungen wurden mit einer 105 Volt 100 Watt gasgefüllten Lampe ausgeführt, deren Lichtstärke bei stark verschiedenen Spannungen einerseits subjektiv, photometrisch, andererseits mit drei verschiedenen Zellen lichtelektrisch gemessen wurde. Die erhaltenen Zahlen wurden aufeinander bezogen, indem bei 101 Volt die lichtelektrisch gemessenen Lichtstärken mit der photometrischen (100 HK) gleichgesetzt wurden. Die Zelle Nr. 350, eine normale Zelle ohne Rotempfindlichkeit, zeigt dann bei der überspannten Lampe (Lichtfarbe enthält mehr blau) eine größere, bei der unterspannten Lampe (Lichtfarbe mehr rot) eine kleinere Lichtstärke als das Auge; bei der Zelle Nr. 4 sind die Abweichungen — zufolge der zu großen Rotempfindlichkeit (10 Proz.) — von entgegengesetzten Vorzeichen, wogegen die Zelle Nr. 256 mit einer Rotempfindlichkeit von 6 Proz. fast durchwegs innerhalb der photometrischen Meßgenauigkeit richtig zeigt. Dabei ist die Lichtempfindlichkeit dieser Zellen so groß, daß bei Anbringung von 7 Stück parallel geschalteten Zellen in einer Ulbrichtsschen Kugel die Messung unmittelbar mit einem empfindlichen Zeigerinstrument (Pyrometer-Millivoltmeter) ausgeführt werden kann. Über die weitere Ausgestaltung und weitere Verwendung dieser lichtelektrischen Zellen hoffe ich später noch ausführlicher berichten zu können.

E. Rupp (Berlin), Über spiegelnde und totale Reflexion der Elektronen. (Aus dem Forschungs-Institut der AEG, Berlin.)

Aus der Optik des Elektrons sind uns bisher in der Hauptsache geometrische Beziehungen bekannt. Wir können die Lage der Interferenzen für Raum- und Flächengitter aus der de Broglieschen Beziehung und aus den für Röntgenstrahlen entwickelten Gleichungen beschreiben. Fragen wir nach der Intensität der Beugungserscheinungen, so werden wir zu einer zweiten Gruppe aus der Optik des Elektrons geführt, zu stofflichen Beziehungen. Nun haben wir über die Intensität der Beugungserscheinungen nur qualitative Kenntnisse. So wissen wir, daß die Intensitätsverteilung der verschiedenen Gitterebenen häufig der Verteilung für Röntgenstrahlen parallel geht, daß aber auch wichtige Abweichungen gegenüber Röntgenstrahlen auftreten, wie die Nachweismöglichkeit von Wasserstoff im Nickelgitter zeigt[1]). Mehr als über Intensitätsfragen der Beugungserscheinungen wissen wir über eine andere stoffliche Beziehung: über den Brechungsindex der Elektronenwellen[2]).

Für Metalle können wir den Brechungsindex μ zurückführen auf ein inneres Gitterpotential E_0 nach der Beziehung

$$\mu = \sqrt{\frac{E_0 + V}{V}}, \qquad (1)$$

wenn V die Elektronengeschwindigkeit im Vakuum. Ein Elektronenstrahl läuft also im Metall schneller als im Vakuum.

Der folgende Beitrag soll unsere Kenntnisse der stofflichen Beziehungen in der Optik des Elektrons bereichern, einmal in der Frage nach der Intensität des reflektierten Elektronenstrahls,

1) E. Rupp, Zeitschr. f. Elektrochem. **35**, 586, 1929.

2) E. Rupp, Ann. d. Phys. **85**, 981, 1928; **1**, 801, 1929.

zum anderen soll eine Folgerung aus dem Auftreten eines Brechungsindex experimentell untersucht werden, nämlich die Frage nach einer Totalreflexion der Elektronen.

Spiegelnde Reflexion der Elektronen.

Die einfachsten Verhältnisse in der Frage nach der Intensität der reflektierten Elektronen

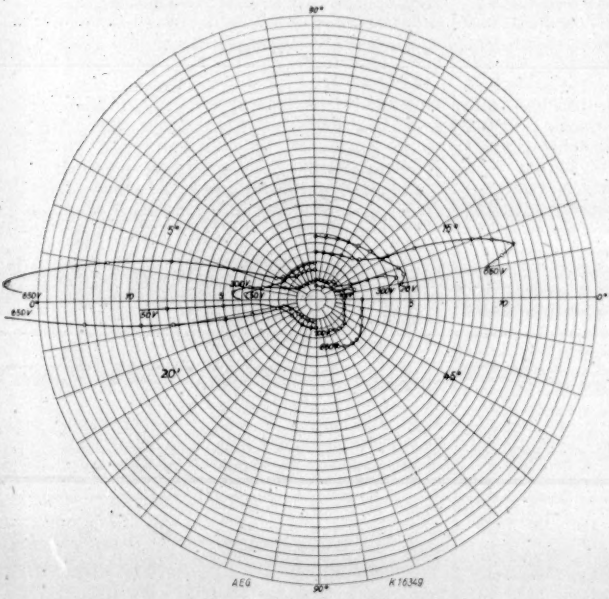


Fig. 1. Reflexion an Silber.

liegen wohl vor in der regulären oder spiegelnden Reflexion, bei der für Licht das Gesetz gilt: Maximale Intensität herrscht dann, wenn der Reflexionswinkel gleich dem Einfallswinkel. Wir fragen daher: Hat dieses Gesetz für Elektronen eine Entsprechung? Und wir fragen weiter: Welches ist die Abhängigkeit der reflektierten Intensität vom Einfallswinkel bei gleicher einfallenden Intensität und an demselben spiegelnden Stoff?

Die Abhängigkeit der reflektierten Intensität vom Einfallswinkel ist für Licht durch die Fresnelschen Gleichungen gegeben, in die als Stoffkonstante der Brechungsindex eingeht. Um für Elektronen die entsprechenden Gleichungen aufstellen zu können, werden wir daher auch die Stoffabhängigkeit der spiegelnden Reflexion zu untersuchen haben.

Wenden wir uns der experimentellen Lösung der ersten Aufgabe zu, der Abhängigkeit der im Reflexionswinkel reflektierten Intensität vom Einfallswinkel.

Die Versuchsanordnung sei kurz skizziert[1]): Ein feiner Elektronenstrahl der Geschwindigkeit V fällt unter dem Einfallswinkel α auf eine Silberoberfläche. Die Silberfläche ist durch Aufdampfen von Silber auf ein Wolframblech hergestellt, sie hat Faserstruktur. Mit einem Auffängerkäfig wird die Winkelverteilung der reflektierten Elektronenmenge gemessen. Ein Netz vor dem Auffänger liegt an einem Gegenfeld $Vg = 0{,}1\ V$. Es gelangen also alle Elektronen mit Ausnahme der langsamen Sekundärelektronen zur Messung.

Die Ergebnisse zeigt Fig. 1. In Polarkoordinaten ist die zu verschiedenen Auftreffwinkeln (Winkel zur Folie) gehörige Elektronenmenge aufgetragen. Betrachten wir zuerst den Fall eines großen Auftreffwinkels.

Auftreffwinkel 45°. Die Intensität im Reflexionswinkel ist wenig größer als die in benachbarten Winkelbereichen. Spiegelnde Reflexion ist also gerade angedeutet.

Gehen wir zu kleineren Auftreffwinkeln über:

Auftreffwinkel 15°. Bei 15° wird bereits der größte Teil der reflektierenden Intensität spiegelnd reflektiert, besonders bei großen Strahlgeschwindigkeiten.

Auftreffwinkel 5°. Hier ist die spiegelnde Reflexion noch ausgeprägter.

Auftreffwinkel etwa 20'. Hier wird fast die gesamte Elektronenmenge spiegelnd reflektiert.

Mit abnehmendem Auftreffwinkel nimmt also die spiegelnd reflektierte Elektronenmenge stark zu. Die spiegelnde Reflexion ist am ausgeprägtesten für schnelle Elektronen, für langsame Elektronen ist sie weit weniger deutlich.

Es scheint, daß die Kurven sich aus zwei Komponenten zusammensetzen, aus Elektronen, die vorzugsweise spiegelnd reflektiert werden, und aus allseitig gestreuten Elektronen. Diese

1) Die Versuchsanordnung ist ähnlich der in Ann. d. Phys. **1**, 795, 1929 beschriebenen.

allseitig gestreuten Elektronen sind besonders bei Geschwindigkeiten unter 100 Volt sehr deutlich festzustellen.

Etwa auftretende Beugungserscheinungen überlagern sich über die Kurven der regulären Reflexion. Man erkennt solche Beugungszacken im Diagramm 15° bei 300 und 100 Volt.

Nachdem so für Elektronen der Nachweis der spiegelnden Reflexion erbracht ist, legen wir uns die Frage vor: Welche Stoffabhängigkeit besteht für die spiegelnd reflektierten Elektronen bei konstantem Einfallswinkel?

Hierbei sollen im Gegensatz zu vorhin nur diejenigen Elektronen untersucht werden, die ohne wesentliche Geschwindigkeitsverluste von der Metalloberfläche reflektiert worden sind. Dazu ist das Gegenfeld $Vg = 0{,}9\ V$.

In den Kurven der Fig. 2 ist auf etwa auftretende Beugungsmaxima nicht geachtet.

Fig. 2 gibt die Ergebnisse für *Au*, *Cu*, *Al* und *Be* bei einem Auftreffwinkel von 5° und bei Variation der Strahlgeschwindigkeit V.

Fig. 2. *Au*. Die Kurven für Gold zeigen sehr ausgeprägt spiegelnde Reflexion. Mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit nimmt die Intensität im Reflexionswinkel zu, die Halbwertsbreite der Kurven wird jedoch geringer.

Fig. 2. *Cu*. Die an Kupfer spiegelnd reflektierte Elektronenmenge ist größer als die an Gold; die Halbwertsbreite der Reflexionskurve hat ebenfalls zugenommen.

Fig. 2. *Al* und *Be*. An Aluminium und Beryllium finden wir dasselbe Verhalten wie an *Au* und *Cu*. Die reflektierte Elektronenmenge nimmt zu, ebenso die Halbwertsbreite.

Wir erkennen also: 1. Die ohne Geschwindigkeitsverluste reflektierte Elektronenmenge nimmt für alle Metalle zu mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit.

2. Diese Menge scheint sich wieder aus zwei Komponenten zusammenzusetzen: aus Elektronen, die großenteils spiegelnd reflektiert werden und aus allseitig gestreuten Elektronen. Die Menge der allseitig gestreuten Elektronen nimmt zu mit abnehmender Ordnungszahl.

3. Die Halbwertsbreite der Kurve nimmt zu mit abnehmender Ordnungszahl.

4. Bei Elementen der gleichen Vertikalreihen des periodischen Systems nimmt die Intensität im Reflexionsmaximum zu mit abnehmender Ordnungszahl.

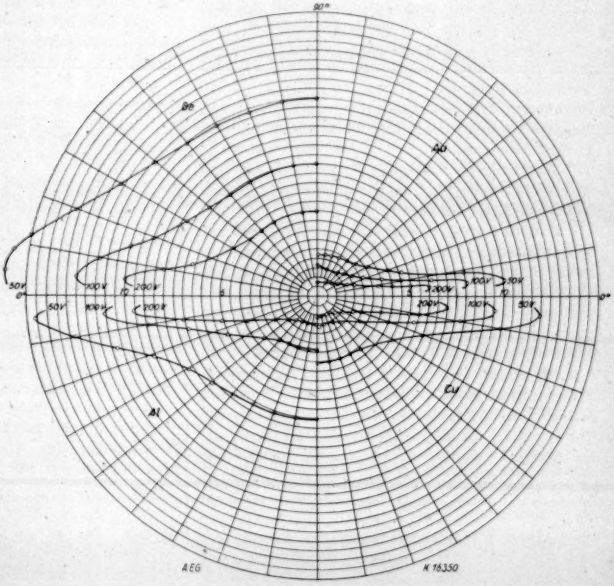


Fig. 2. Reflexion bei 5°.

Totalreflexion der Elektronen.

Nachdem wir für die spiegelnde Reflexion der Elektronen zu einfachen Gesetzmäßigkeiten gekommen sind, wenden wir uns dem zweiten Teil unserer Aufgabe zu: Totalreflexion für Elektronen zu suchen.

Die Erscheinung der Totalreflexion bei Licht besteht ja darin, daß ein Lichtstrahl, der aus einem Medium mit dem Brechungsindex n_1 eindringt in ein Medium des kleineren Brechungsindexes n_2, bei einem Einfallswinkel Φ in seiner gesamten Intensität in das erste Medium zurückreflektiert wird, wenn $\sin \Phi = \frac{n_2}{n_1}$.

Nun ist aus Elektronenbeugungsversuchen bekannt[1]), daß der Brechungsindex für N_i

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. **1**, 811, 1929.

größer ist als der für *Cu* bei gleicher Strahlgeschwindigkeit. So ist z. B. für 100 Volt

$$\frac{\mu_{Cu}}{\mu_{Ni}} = \sqrt{\frac{1{,}14}{1{,}18}} = 0{,}98_3 .$$

Es wäre also für 80° Totalreflexion zu erwarten.

Zur erfolgreichen Durchführung des Versuches sind zweierlei Bedingungen zu erfüllen: Einmal darf keine Brechung beim Übergang Vakuum-Metall stattfinden. Wie früher gezeigt[1]), tritt bei aufgedampften Schichten, die ein Kristallhaufwerk aus einzelnen ungeordneten Blöcken bilden, keine Brechung ein. Es sind stets Kristallflächen vorhanden, die senkrecht zum einfallenden Strahl liegen. Zweitens darf die Nickelschicht nur etwa einige Atome dick sein, da die Elektronen bis zur Kupferfläche durchdringen müssen, um total reflektiert werden zu können. Beide Bedingungen ließen sich mit folgenden Verfahren erfüllen:

Zunächst wird Kupfer auf ein Wolframblech aufgedampft, so daß man eine ziemlich dicke, orientierte Kupferschicht als Unterlage erhält. Auf diese Kupferschicht wird jetzt eine keilförmige Nickelschicht aufgedampft, wie sie durch passende Anordnung zwischen Schmelzofen und Kupferschicht gut erreicht werden kann.

Auf diesen Nickelkeil fällt der Elektronenstrahl unter dem Einfallswinkel α. Der Keil wird unter dem Auftreffpunkt des Strahls vorbei-

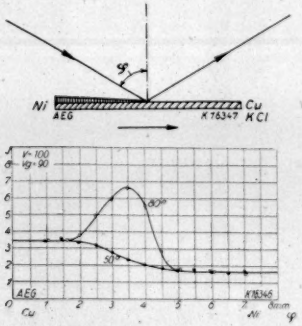


Fig. 3. Totalreflexion.

geschoben (Fig. 3 oben) und die reflektierte Elektronenmenge im Reflexionswinkel gemessen. Das Gegenfeld ist stets $Vg = 0{,}9 \cdot V$, so daß im wesentlichen nur die Elektronen mit Primärgeschwindigkeit zur Messung gelangen.

Führt man diesen Versuch bei einem kleinen Einfallswinkel z. B. bei 50° durch, so erhält man die untere Kurve der Fig. 3. Die Reflexion ist für *Cu* etwas größer wie für *Ni*, dazwischen ist ein kontinuierlicher Übergang.

Macht man denselben Versuch nun nicht bei 50°, sondern bei 80°, so erhält man die obere Kurve der Fig. 3. Die Elektronenmenge steigt mit zunehmender Verschiebung von der Kupferfläche erst stark an zu einem Maximum und fällt darauf auf die gewöhnliche Reflexion an der Nickelfläche ab. Bei einer passenden Dicke der Nickelschicht auf der Kupferunterlage tritt also eine Erscheinung ein, die der Totalreflexion des Lichtes ganz analog ist.

Nachdem man einmal die geeignete Stelle des Keils gefunden hat, kann man den Einfalls-

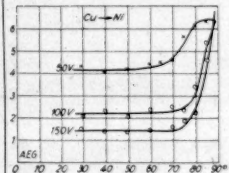


Fig. 4. Totalreflexion an *Cu* → *Ni*.

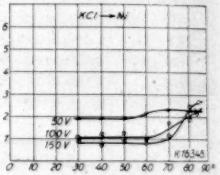


Fig. 5. Totalreflexion an *KCl* → *Ni*.

winkel des Elektronenstrahls und die Strahlgeschwindigkeit variieren, und zusehen, ob die erwarteten Gesetzmäßigkeiten der Totalreflexion auftreten. Solche Versuchskurven zeigt Fig. 4. Hier ist die Differenz der an der geeigneten Stelle des Präparates (Fig. 3) reflektierten Elektronenmenge gegenüber der an der *Cu*-Schicht reflektierten als Funktion des Einfallswinkels aufzutragen.

Bei 150 Volt setzt starke Reflexion etwa bei 78° ein, bei 100 Volt etwa bei 75°, bei 50 Volt deutlich bei 70°. Mit abnehmender Spannung verschiebt sich also der Einsatz der Totalreflexion nach kleineren Winkeln. Abnehmende Strahlgeschwindigkeit bedeutet aber bei dem Vorhandensein eines konstanten inneren Gitterpotentials im Metall zunehmenden Brechungsindex und damit Verschiebung der Totalreflexion nach kleineren Winkeln.

Rechnet man aus den Versuchskurven das Verhältnis der Brechungsindizes für *Cu* und *Ni* aus, so erhält man innerhalb der Versuchsfehler dieselben Werte für das innere Gitterpotential dieser Metalle, wie sie aus Elektronenbeugungsversuchen bekannt sind. So findet man, wenn man für *Ni* 18 Volt aus Beugungsversuchen annimmt, für *Cu* 12—14 Volt, gegenüber 14 Volt aus Beugungsversuchen.

Die Gesetzmäßigkeiten der optischen Totalreflexion sind also für Elektronen quantitativ erfüllt.

Eine Anwendung dieser neuen Methode sei

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. 1, 790, 1929.

noch durchgeführt, den Brechungsindex eines Isolators gegenüber *Ni* zu bestimmen. Wir wählen dazu *KCl* und dampfen eine keilförmige Nickelschicht auf die Spaltfläche des Kristalls auf. Wie vorhin wird das Präparat unter dem Auftreffpunkt des Strahls vorbeigezogen und die Elektronenmenge im Reflexionswinkel gemessen. Die bei Variation des Auftreffwinkels und der Strahlgeschwindigkeit erhaltene Kurve zeigt Fig. 5.

Man kann, wenn auch nicht so deutlich wie für *Cu* und *Ni*, den Einsatzwinkel der Totalreflexion bestimmen und findet für 150 Volt etwa 70^0, für 100 Volt 67^0, für 50 Volt etwa 55^0. Der Winkel der Totalreflexion nimmt also ab mit zunehmendem Brechungsindex.

Man kommt zu quantitativen Angaben über den Brechungsindex von *KCl*, wenn man für *Ni* das innere Gitterpotential 18 Volt zugrunde legt und findet, daß dann das innere Gitterpotential von *KCl* höchstens $\pm$ 2 Volt betragen dürfte, ein Wert, der innerhalb der Versuchsfehler liegt. Für *KCl* ist also kein Brechungsindex von merklicher Größe anzunehmen. Dieses Ergebnis konnte auch durch direkte Elektronenbeugungsversuche an Sylvin bestätigt werden.

Zum Schluß sei ein weiteres Anwendungsgebiet dieser Methode angeführt: Man ist damit imstande, anomale Dispersionsbereiche der Elektronenwellen unmittelbar aufzufinden.

R. Wierl (Ludwigshafen), Starkeffekt und Polarisation. (Nach Versuchen gemeinsam mit H. Mark.)

Die relativen Intensitäten der Starkeffektkomponenten zeigen eine große Abhängigkeit von den äußeren Bedingungen. Im Quereffekt ist eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Berechnung nach der Schrödingerschen Wellenmechanik für die p-Komponenten im Falle des bewegten Stoßleuchtens beobachtet. Die Versuchsbedingungen entsprechen dabei denjenigen, bei welchen die natürliche Polarisation des Kanalstrahlleuchtens beobachtbar ist. Im Falle des unpolarisierten Abklingleuchtens tritt eine von der Theorie abweichende Intensitätsverteilung auf. Der Einfluß eines elektrischen Querfeldes auf die Polarisation ist an den Aufspaltungsbildern daran zu erkennen, daß im polarisierten Leuchten die gesamte p-Intensität gegenüber der s-Intensität verstärkt ist, im Abklingleuchten aber gleich stark ist. Im elektrischen Parallelfeld tritt keine Änderung der Intensitätsverteilung auf. In dem beim Längseffekt auftretenden unsymmetrischen Aufspaltungsbild wird die mit der Theorie übereinstimmende Hälfte denjenigen Schwingungen zugeordnet, die durch Polarisation stärker angeregt sind. — Die Versuche werden ausführlich mitgeteilt in der Zeitschrift für Physik.

Diskussion.

Herr Rausch v. Traubenberg (Prag): Es ist besonders beachtenswert, daß die Schrödingersche Theorie für das Stoßleuchten erfüllt ist und nicht für das Abklingungsleuchten.

R. Suhrmann (Breslau), Beziehungen zwischen dem normalen lichtelektrischen Effekt und elektrischen Oberflächeneigenschaften verschiedener Metalle[1]).

Bestrahlt man eine Metalloberfläche mit spektral zerlegtem Licht, so beginnt sie bekanntlich von einer gewissen Wellenlänge — der „langwelligen Grenze" — an Elektronen zu emittieren, und die Menge der pro Lichtintensitätseinheit ausgelösten Elektronen, die „lichtelektrische Empfindlichkeit" steigt bei normal empfindlichen Metallen mit abnehmender Wellenlänge kontinuierlich an. Die Lage der langwelligen Grenze, sowie die Stärke des Anstieges sind bei ein und demselben Metall von der Gasbeladung des Metalles abhängig, und zwar nach einer von Hallwachs aufgestellten Theorie in der Weise, daß eine oberflächlich adsorbierte Gashaut den Elektronenaustritt hindert, während eine innere Gasbeladung ihn begünstigt. Glüht man z. B. eine Wasserstoff enthaltende Platinfolie wenige Sekunden im Hochvakuum, so steigt ihre lichtelektrische Empfindlichkeit an, wegen der Beseitigung der Oberflächenhaut (ihre langwellige Grenze rückt nach längeren Wellen vor), während sie durch weitere intensive und oft wiederholte Glühungen infolge der Beseitigung der inneren Gasbeladung mehr und mehr herabgesetzt wird[2]).

Der Gaseinfluß als solcher dürfte auf Grund einer größeren Anzahl von Arbeiten der letzten Jahre[3]) feststehen, die Natur der Gaswirkung hingegen bedarf noch der Aufklärung.

1) Die ausführliche Veröffentlichung mit allen Belegen erfolgt in der Zeitschr. f. Phys. — Für die Überlassung einiger wertvoller zu diesen Versuchen benötigten Instrumente bin ich der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft sowie der Helmholtzgesellschaft zu verbindlichstem Danke verpflichtet.

2) M. Sende und H. Simon, Ann. d. Phys. **65**, 697, 1921; R. Suhrmann, Ann. d. Phys. **67**, 43, 1922.

3) Vgl. hierzu das Literaturverzeichnis in Gudden, Lichtelektr. Erscheinungen. Berlin 1928.

Was den herabmindernden Einfluß der Oberflächenhaut anbelangt, so ist es plausibel, daß oberflächlich adsorbierte Gase, namentlich, wenn sie elektronegative Eigenschaften besitzen wie Sauerstoff und Stickstoff, den langsamen Elektronen den Austritt aus dem Metall verwehren und dadurch die Empfindlichkeit der Metalloberfläche herabsetzen können; wie die innere Gasbeladung wirkt, glaube ich im folgenden auf Grund einer Reihe von neueren Versuchen zeigen zu können.

Die Versuche wurden mit Hilfe einer lichtelektrischen Zelle (Fig. 1) ausgeführt, deren elektrisch glühbare Kathode K aus einer dünnen Gold-, Silber- oder Platinfolie bestand. Als Anode diente die Innenversilberung der Zelle, die mit einem Einschmelzdraht A verbunden

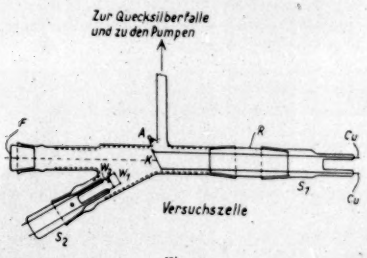


Fig. 1.

war. Der Kathode K schräg gegenüber befanden sich in einem seitlichen Ansatzrohr zwei glühbare Wolframdrähte W_1 und W_2. Brachte man in die Zelle Wasserstoff von 0,01 bis 0,001 mm Druck, und glühte den rückwärtigen Draht W_2 bis zur Glühelektronenemission, während an dem vorderen $W_1 + 30$ Volt lagen, so konnte man in dem Ansatzrohr Wasserstoff-Ionen erzeugen, die durch ein geeignetes elektrisches Feld auf die lichtelektrische Kathode K gezogen wurden. Durch dieses Beladen mit Wasserstoff-Ionen ließ sich die lichtelektrische Empfindlichkeit der Gold- und Silberoberflächen beträchtlich erhöhen, wie Fig. 2 zeigt. Andererseits konnte man sie durch Elektronenbombardement, indem man den vorderen Wolframdraht glühte und die abgegebenen Glühelektronen durch ein elektrisches Feld auf die Folienoberfläche lenkte, sehr stark herabmindern. Die Versuche waren an ein und derselben Folie beliebig oft zu reproduzieren[1]).

Als sie auch auf Platinfolien ausgedehnt werden sollten, stellte es sich heraus, daß man in diesem Falle nicht mit H^+-Ionen zu bombardieren brauchte, um die lichtelektrische Empfindlichkeit zu erhöhen, sondern daß es genügte, die durch Elektronenbombardement unempfindlich gemachte Folie wenige Sekunden bei etwa 1000° C im Hochvakuum zu glühen. Offenbar

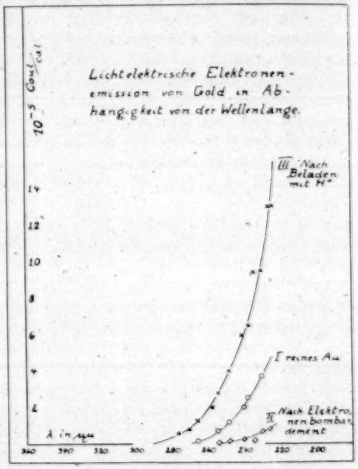


Fig. 2.

traten hierbei aus ihrem Innern Wasserstoff-Ionen an die Oberfläche, die ihre Empfindlichkeit in gleicher Weise erhöhten wie von außen aufgebrachte H^+-Ionen. Durch darauf folgendes Elektronenbombardement konnten sie wieder beseitigt werden. Auch dieser Vorgang war an ein und derselben Folie solange zu reproduzieren, bis ihr Gehalt an Wasserstoff schließlich zu gering wurde, als daß beim Glühen noch eine größere

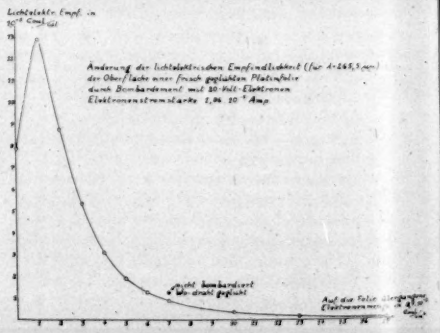


Fig. 3.

1) Über diese Versuche hat der Verf. auf der Bunsentagung Mai 1929 berichtet; sie sind in der Zeitschr. f. Elektrochem. 1929, S. 681 publiziert.

Menge von Wasserstoff-Ionen an ihre Oberfläche hatte gelangen können.

Der Einfluß des Elektronenbombardements auf die lichtelektrische Empfindlichkeit wurde nun beim Platin noch im einzelnen studiert. Fig. 3 gibt die Empfindlichkeit (in Coul./cal.) einer Platinoberfläche wieder, die man zunächst im Hochvakuum etwa 10 Sekunden geglüht hatte, und nun mit 20-Volt-Elektronen beschoß. Da es gleichgültig ist[1]), ob man 5 Minuten mit einem Elektronenstrom von $1{,}86 \cdot 10^{-5}$ oder 15 Minuten mit $0{,}62 \cdot 10^{-5}$ Amp. bombardiert, ist als Abszisse die Elektronenmenge in Coul./cm² Folienoberfläche[2]) aufgetragen, also das Produkt aus Zeit und Elektronenstrom. Das Merkwürdige ist nun, daß die Folienempfindlichkeit nicht sofort abnimmt, sondern beim Beginn des Bombardements zunächst ansteigt, und dann erst kontinuierlich abfällt.

Das Elektronenbombardement bewirkt also zwei entgegengesetzte Veränderungen des Zustandes der Metalloberfläche, wie man besonders deutlich aus den in den einzelnen Zuständen aufgenommenen Empfindlichkeitskurven ersieht (Fig. 4). Die gestrichelte Kurve I gibt die Empfindlichkeit der im

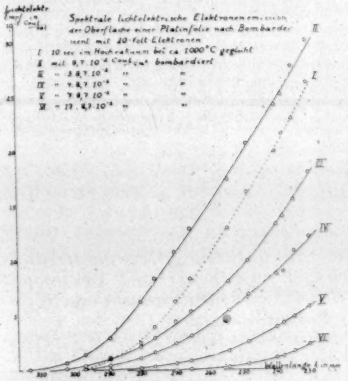


Fig. 4.

Hochvakuum 10 Sekunden geglühten Folie wieder; Kurve II die Empfindlichkeit im Maximum (der Kurve in Fig. 3), die Kurven III, IV, V und VI nach dem Überschreiten des Maximums. Man erkennt, daß die Kurven II bis VI einen ganz anderen Typus als Kurve I darstellen. Die frisch geglühte Folie (I) vermag an der langwelligen Grenze verhältnismäßig wenig Elektronen zu emittieren, während ihre Empfindlichkeit für kurzwelliges Licht relativ groß ist. Es ist also anzunehmen, daß auf ihr noch Teilchen sitzen, welche die langsamen Elektronen zurückhalten, während sie die schnellen ungehindert hindurchlassen. Durch das weitere Elektronenbombardement werden diese Teilchen entweder beseitigt,

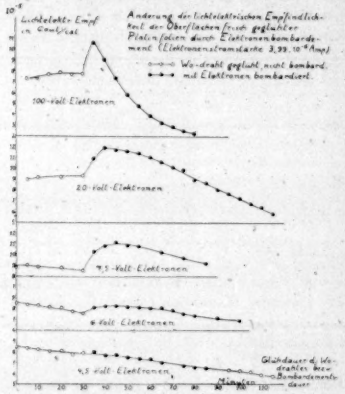


Fig. 5.

oder in Wasserstoff-Ionen umgewandelt, denn nach dem Überschreiten des Maximums haben alle Empfindlichkeitskurven ein durchaus einheitliches Aussehen. Jetzt überwiegen also die Wasserstoff-Ionen auf der Metalloberfläche. Sie werden durch die auftreffenden Elektronen neutralisiert und verlassen dabei die Platinfolie. Die Empfindlichkeitskurven biegen sich daher gleichmäßig zur Abszisse herab.

Auf die Ionisierung von adsorbierten Teilchen zu Beginn des Elektronenbombardements deutet noch ein anderer Umstand hin. Variiert man nämlich die Elektronengeschwindigkeit, so ergibt sich, daß eine bestimmte Minimalgeschwindigkeit erforderlich ist, damit das Maximum auftritt. Dies zeigt Fig. 5, deren Kurven mit sehr kleinen Bombardementsströmen von $4 \cdot 10^{-6}$ Amp. aufgenommen wurden. Da der emittierende Wolframdraht bei Anwendung der kleinen Potentiale verhältnismäßig stark geheizt werden mußte, um genügende Elektronenströme zu liefern, glühte man ihn in jedem Fall zunächst mehrere Male je 5 oder 10 Minuten, ohne das beschleunigende Potential an die Folie zu legen; hierdurch überzeugte man sich, daß die bei angelegtem Potential erhaltene Empfindlichkeitsänderung wirklich nur auf das Elektronenbombardement zurückzuführen war. Wie man

1) Wie besondere Versuche zeigten.
2) Die dem Elektronenstrom ausgesetzte Oberfläche betrug 4 · 16 mm².

sieht, ist das Maximum an eine bestimmte Elektronengeschwindigkeit zwischen 4,5 und 6 Volt gebunden. Ob auch der spätere Empfindlichkeitsabfall eine Minimalgeschwindigkeit erfordert, kann man nach den bisherigen Versuchen noch nicht mit Gewißheit angeben.

Das Schwellenpotential zwischen 4,5 und 6 Volt erscheint als Ionisierungspotential zunächst etwas niedrig, doch muß man bedenken, daß es sich nicht um freie sondern um absorbierte Teilchen handelt, die offensichtlich durch das Feld der Metalloberfläche stark deformiert sind. Es ist möglich, daß die neben den Wasserstoff-Ionen an der Oberfläche der frisch geglühten Platinfolie sitzenden Teilchen Wasserstoff-Atome sind, deren Ionisierung durch das Elektronenbombardement die anfängliche Empfindlichkeitserhöhung hervorruft.

Das Ergebnis der geschilderten Versuche läßt sich in kurzen Worten zusammenfassen:

Eine wirklich reine Platin-, Gold- oder Silberoberfläche vermag im Quarzultraviolett keine oder nur sehr wenige Elektronen zu emittieren.

In Ionenform adsorbierter Wasserstoff vermag die langwellige Grenze der Erregbarkeit weit vorzuschieben und die Empfindlichkeit stark zu erhöhen.

Die innere Gasbeladung (bei Wasserstoff absorbierenden Metallen) bewirkt, daß beim kurzen Glühen der Metallfolie im Hochvakuum Wasserstoff-Ionen und vermutlich auch Wasserstoff-Atome aus ihrem Innern an die Oberfläche treten, und die ersteren die erwähnte Verschiebung der langwelligen Grenze hervorrufen.

Diskussion.

Herr Pringsheim (Berlin): Haben Sie sich eine Meinung über die Art der Wirkung der H^+-Ionen gebildet?

Der Vortragende: Ihre Wirkung besteht wohl darin, daß sie, ähnlich wie an Platinoberflächen adsorbierte Alkalimetallatome, eine Doppelschicht in der Metalloberfläche bilden, durch welche die Austrittsarbeit herabgesetzt wird.

Herr W. Schottky (Siemensstadt): Ich empfinde es als sehr befriedigend, daß Herr Suhrmann die Wirkung des Wasserstoffs auf einen Oberflächen- und nicht auf einen Volumeffekt zurückführen konnte; es handelt sich ja bei den Modifikationen lichtelektrischer Vorgänge wohl stets im wesentlichen um eine Beeinflussung der Austrittsarbeit, und diese pflegt ja im allgemeinen viel stärker durch Änderungen des elektrischen Dipolcharakters der Oberfläche als durch mäßige Änderungen des Körperinnern beeinflußt zu werden.

Was mir noch Bedenken macht, ist die Annahme von Herrn S., daß oberflächlich adsorbierte Wasserstoffatome durch ein Elektronenbombardement in ihren elektrischen Eigenschaften verändert werden sollen. Man wird wohl kaum bei angelagerten Wasserstoffatomen eine derartige Resistenz gegenüber einer Elektronenabspaltung annehmen können, daß solche Atome in zwei verschiedenen, wahlweise herstellbaren Zuständen auf der Oberfläche existieren[1]).

1) Anmerkung bei der Korrektur: In einer gemeinsamen Besprechung zwischen den Herren Suhrmann, H. Simon und Schottky wurde am Abend des Vortragstages folgende Erklärung der von Herrn S. beobachteten Effekte des Elektronenbombardements für die wahrscheinlichste gehalten: Es werden unter der Wirkung der auftreffenden Elektronen dauernd Wasserstoffatome von der Oberfläche entfernt. Der zunächst zu beobachtende Anstieg der Empfindlichkeit beruht darauf, daß die Stärke der den Elektronenaustritt begünstigenden Doppelschicht mit der Zahl der adsorbierten Wasserstoffatome nicht dauernd ansteigt, sondern von einer gewissen optimalen Besetzung an wieder abnimmt. Bei optimaler Bedeckung sitzen die Wasserstoffatome gewissermaßen als positive Ionen in der Metalloberfläche (das Elektron des Wasserstoffatoms wird in das Metall hineingezogen) und bilden dadurch eine den Elektronenaustritt begünstigende Doppelschicht mit der positiven Belegung nach außen. Bei stärkerer Besetzung mit Wasserstoffatomen als der optimalen kann die Wechselwirkung der polarisierten Atome aufeinander und die Entfernung von der die Polarisation hervorrufenden metallischen Unterlage die effektive Doppelschicht wieder verkleinern und damit den Austritt der Elektronen erschweren. Dadurch kommt der anfänglich gegenläufige Charakter der Empfindlichkeits-Zeit-Kurve während des Bombardements zustande.

F. Hehlgans (Berlin), Über die Abhängigkeit einiger elektrischer und elektrooptischer Konstanten von Nitrobenzol und Nitrotoluol vom Reinheitsgrade. (Aus dem Forschungsinstitut der A.E.G.)

Ich berichte hier kurz über Versuche zur Bestimmung der Abhängigkeit einiger elektrischer und elektrooptischer Konstanten von Nitrobenzol und Meta- bzw. Orthonitrotoluol vom Reinheitsgrade. Die Reinigung der Stoffe erfolgte durch ein kombiniertes Verfahren, das sich aus Filtrationen, Behandlung mit basischen Oxyden, vor allem mit Al. Oxyd, Destillation bei verminderterem Druck (Vakuum einer Wasserstrahlpumpe bis zu ca. 10 mm *Hg*) und elektrochemischer Reinigung durch die Einwirkung eines elektrostatischen Feldes zusammensetzte. In Abhängigkeit vom Reinheitsgrade der genannten Stoffe wurden nicht nur ihre elektrooptische Kerrkon-

stante und elektrische Leitfähigkeit, sondern auch ihre elektrische Durchschlagsfestigkeit und ihre Dielektrizitätskonstanten einer experimentellen Untersuchung unterzogen. Die Versuche wurden angeregt durch die technischen Anforderungen bei dem von der A.E.G. entwickelten Verfahren zur Aufnahme von Tonfilmen mittels Kerrzellen.

Zur Messung der Leitfähigkeit diente der in der Fig. 1 gezeichnete Meßspalt. Mit dem aus

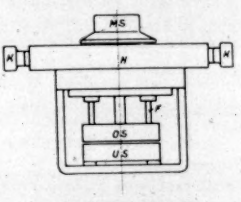


Fig. 1. Meßspalt.

Elfenbein hergestellten Halter H ist der untere Spaltteil US starr verbunden, während der obere Spaltteil OS mittels der Mikrometerschraube MS und den Führungen F parallel zum unteren Spaltteil verschoben werden kann. Die Mikrometerschraube MS trägt eine in 50 Grade eingeteilte Trommel, welche in Verbindung mit einer auf dem Halter H befestigten Marke eine Abstandsänderung der Spaltteile auf $^1/_{100}$ mm genau abzulesen gestattet. Als Elektrodenmaterial wurde meist vergoldetes Messing verwandt. Der Spalt gestattete eine Vergrößerung der Feldstärke in dem Raume zwischen den Elektroden sowohl durch Erhöhung der Spannung bei konstantem Elektrodenabstand als auch durch Verringerung des Abstandes der Spaltteile bei konstanter angelegter Spannung. Die Zellenwiderstände in Abhängigkeit von der Feldstärke wurden mittels empfindlicher Strom- und Spannungsmesser in bekannter Weise bestimmt.

Beim Anlegen einer Gleichspannung an den Meßspalt zeigt sich nach einem anfänglich starken Stromstoß ein langsames Abklingen des hindurch gehenden elektrischen Stromes auf einen konstanten Wert. Dieser Abklingungsvorgang, der auf elektrolytische Vorgänge in der Zelle zurückzuführen ist, verläuft um so schneller, je reiner das Material ist und ist bei gut gereinigtem Material in ca. sechs Minuten beendet.

Die Steigerung des spezifischen Widerstandes durch das angewandte Reinigungsverfahren ist recht beträchtlich; wie die Tabelle I für Nitrobenzol zeigt, erfolgt eine Steigerung des spezifischen Widerstandes von Nitrobenzol von ca. $5 \cdot 10^7$ Ohm/cm³ auf ca. $1 \cdot 10^{10}$ Ohm/cm³. Da die erhaltenen Meßwerte ziemlich stark streuen, sind nur diese angenäherten Mittelwerte angegeben.

Tabelle I.

Vergrößerung der spezifischen Widerstände von Nitrobenzol mit wachsender Reinheit.

handelsübliches Nitrobenzol, dasselbe filtriert	$\sim 5 \cdot 10^7$ Ohm/cm³
dasselbe elektrochem. gereinigt	$\sim 8 \cdot 10^7$ Ohm/cm³
dasselbe mit Oxyd behandelt	$\sim 8 \cdot 10^8$ Ohm/cm³
dasselbe mit Barium-Oxyd und Holzkohle	$\sim 3 \cdot 10^9$ Ohm/cm³
mit Oxyd behandelt, im Vakuum destilliert	$\sim 1 \cdot 10^{10}$ Ohm/cm³

Die Fig. 2 und 3 zeigen Kurven der Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von Nitrobenzol von der Feldstärke. Die Kurven zeigen einen aufsteigenden Ast und einen absteigenden, zwischen diese beiden Kurventeile

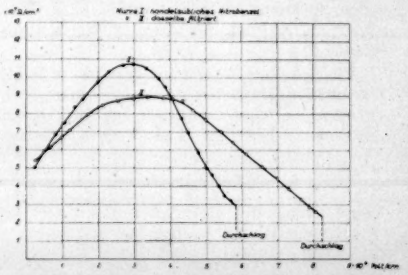


Fig. 2. Spezifischer Widerstand von handelsüblichem Nitrobenzol und filtriertem Nitrobenzol in Abhängigkeit von der Feldstärke (bei 18° C).

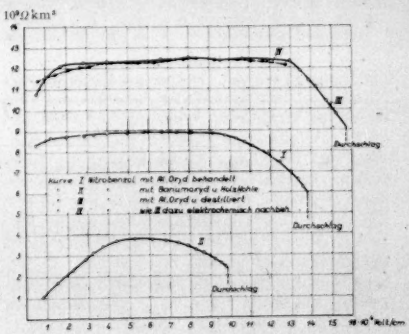


Fig. 3. Spezifischer Widerstand von Nitrobenzol in Abhängigkeit von der Feldstärke (bei 18° C).

schiebt sich ein mit wachsender Reinheit immer länger werdender geradliniger Teil der Kurven, welcher große Teile des aufsteigenden bzw. absteigenden Astes verdrängt. Der absteigende Ast zeigt die bekannte Erscheinung, daß die Leitfähigkeit mit wachsender Feldstärke schon lange vor Erreichung der Durchbruchsfeldstärke wächst. Interessant hierbei ist, daß der spezifische Widerstand mit wachsendem Felde bei gut gereinigten Stoffen nicht so schnell abnimmt wie bei den handelsüblichen Präparaten, so daß der Durchschlag sehr plötzlich erfolgt. Der aufsteigende Ast der Kurven findet seine Erklärung durch die erwähnten zeitlichen Vorgänge beim Anlegen des Feldes, es tritt nämlich zunächst eine elektrochemische Reinigung des Stoffes ein, wodurch der scheinbare spezifische Widerstand erhöht wird. Das Kürzerwerden des aufsteigenden Astes mit wachsendem Reinigungsgrade stützt diese Deutung des Vorganges. Bei den Messungen erwies es sich als prinzipiell gleichgültig, ob die Feldstärke durch Verringerung des Elektrodenabstandes oder durch Erhöhung der angelegten Spannung vergrößert wurde. Die Messungen mit Nitrotoluol brachten prinzipiell nichts Neues.

Mit derselben Anordnung wurden auch die Durchschlagsfeldstärken der untersuchten Flüssigkeiten bestimmt, und zwar nur bei ebenen Elektroden. Die Tab. II zeigt für Nitrobenzo

Tabelle II.

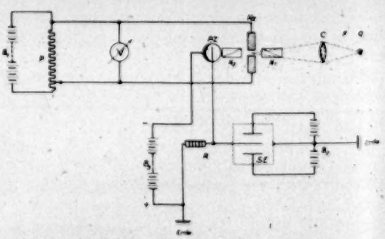
Vergrößerung der elektrischen Festigkeit von Nitrobenzol mit wachsender Reinheit.

handelsübliches Nitrobenzol	$\sim 4{,}8 \cdot 10^4$ Volt/cm
dasselbe filtriert	$\sim 6{,}0 \cdot 10^4$ Volt/cm
dasselbe mit Al. Oxyd behandelt	$\sim 12{,}9 \cdot 10^4$ Volt/cm
mit Al. Oxyd behandelt u. im Vakuum destilliert	$\sim 14{,}5 \cdot 10^4$ Volt/cm
dasselbe im elektr. Felde gerein.	$\sim 15{,}2 \cdot 10^4$ Volt/cm
Nitrobenzol mit Bariumoxyd u. Holzkohle behandelt	$\sim 9{,}3 \cdot 10^4$ Volt/cm

die Verbesserung der elektrischen Festigkeit von Nitrobenzol mit wachsender Reinheit des Materials, es wurde eine Erhöhung derselben von ca. $5 \cdot 10^4$ Volt/cm auf $15 \cdot 10^4$ Volt/cm beobachtet. Wird das Feld durch Verkleinerung des Elektrodenabstandes bei konstant angelegter Spannung vergrößert, so liegen die gefundenen Werte der Durchschlagsfeldstärke durchschnittlich (bis 25 Proz.) höher als bei Feldvergrößerung durch Spannungserhöhung, und zwar ist diese Festigkeitserhöhung besonders augenfällig bei Spaltgrößen unterhalb $^1/_4$ mm. Augenscheinlich kommt es bei der Durchbruchsfeldstärke nicht nur auf eine bestimmte Feldstärke, sondern auch auf eine notwendige Mindestenergie an. Bei der Untersuchung zeigten sich die bekannten Vorentladungserscheinungen, die nicht zu einem ständigen Durchbruch führen, und zwar am häufigsten bei nicht oder nur wenig gereinigtem Nitrobenzol. Diese Vorentladungen verdanken ihre Entstehung dem Wassergehalt der Flüssigkeit. An und für sich schien es gleichgültig zu sein, welches Metall als Elektroden verwandt wurde, doch bewiesen Versuche, daß bei gleichbehandelter Oberfläche von den unedlen Metallen Messing und Nickel eine höhere Durchschlagsfeldstärke ergaben. Je sorgfältiger die Oberfläche der Elektroden behandelt war, um so höher lag die Durchbruchsfeldstärke. Wünschenswert ist eine sorgfältige Trocknung und Entgasung der Elektroden, da anhaftende Flüssigkeitsschichten und adsorbierte Gase Veranlassung zu Vorentladungen geben.

Bei Aufnahmen von Lichtspannungscharakteristiken mit weißem Licht für die Zwecke von Tonfilmaufnahmen zeigte sich bei Verwendung von Nitrobenzol von verschiedenem Reinheitsgrade, daß die „mittlere" Kerrkonstante der Anordnung mit wachsender Reinheit des Stoffes zunahm. An diesen Befund knüpfte sich die Vermutung, daß die bekanntlich große Streuung der Werte für die Kerrkonstante des Nitrobenzols in der Literatur auf geringe Einheitlichkeit des verwandten Materials zurückzuführen sei. Eine Entscheidung über diese Frage wurde nun durch Messungen mit monochromatischem Licht gesucht, wobei das Licht wegen der geforderten großen Lichtausbeute nicht durch prismatische Zerlegung von weißem Licht erzeugt wurde, sondern mit Hilfe einer Quecksilberdampflampe und der von Zeiß ausgebildeten Spezialfilter, die den durchgehenden Spektralbereich ausreichend einengen.

Die Fig. 4 zeigt schematisch die verwandte



Q = Lichtquelle, F = Filter, C = Kondensor, N_1 = Nicolsches Prisma, N_2 = Nicolsches Prisma, K = Kerrzelle, $P.Z.$ = Photozelle, V = Voltmeter, P = Potentiometer, B_1 = Batterie, B_2 = Batterie, B_3 = Batterie, R = Hochohmwiderstand, SE = Saitenelektrometer.

Fig. 4. Versuchsanordnung zur Messung der elektrooptischen Kerrkonstanten von Nitrobenzol usw.

Versuchsanordnung. Von der Lichtquelle Q gelangt das Licht durch das Filter F und die Kondensorlinse C, die Nikols N_1 und N_2, deren Polarisationsebenen unter 45^0 zum Kerrzellenspalt Kz gekreuzt sind, zur Photozelle P—Z. Die Kerrzellenspannung wird der Batterie B_1 über das Potentiometer P entnommen und mittels des Voltmeters V gemessen. SE ist ein Edelmannsches Saitenelektrometer, R ein Hochohmwiderstand von $5 \cdot 10^8$ Ohm nach Krüger. Die Anordnung gestattet, in bekannter Weise den durch die Zelle P—Z fließenden Photostrom zu messen, der ein Maß ist für den durch die Kerrzelle fließenden Lichtstrom.

Die Fig. 5 zeigt eine Kerrzellencharakteristik für Nitrotoluol als Dielektrium. Infolge der

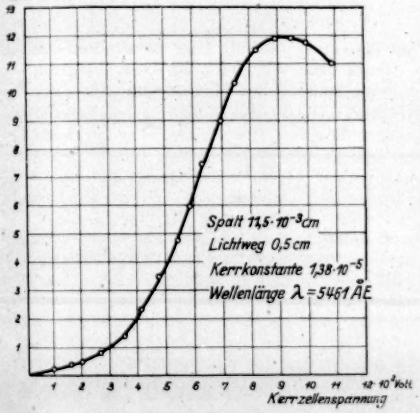


Fig. 5. Lichtspannungscharakteristik einer Nitrotoluol-Kerrzelle.

durch den Reinigungsprozeß erhöhten Durchschlagsfestigkeit ist es hier wohl zum ersten Male gelungen, mit Nitrotoluol in der beschriebenen Anordnung bis zu so hohen Feldstärken zu messen.

Dieser Erfolg des Reinigungsverfahrens wird noch deutlicher durch die nächste Fig. 6, welche die Lichtspannungscharakteristik für eine Nitrobenzolkerrzelle bei einer Lichtwellenlänge $\lambda = 5461$ Å E zeigt. Es konnte bis zu einem Gangunterschied von 3 λ gemessen werden, was insofern bemerkenswert ist, als noch Ilberg in seiner im vorigen Jahre erschienenen Arbeit die Möglichkeit einer solchen Messung verneinen zu müssen glaubte wegen der geringen Isolationsfestigkeit des Materials und in jedem Falle einen Lichtweg im Kerrkondensator von mehreren Zentimeter Länge für unerläßlich hielt, während hier die Messung mit einem Lichtweg von nur 0,5 cm ausgeführt wurde. Die Messungen erwiesen sich übrigens leicht reproduzierbar und wurden auf Veranlassung des Verfassers von einigen Herren

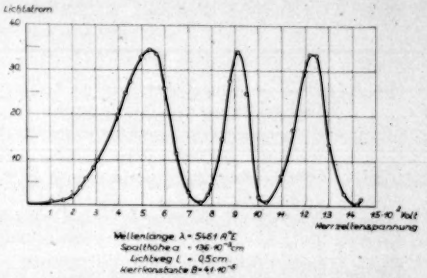


Fig. 6. Licht-Spannungscharakteristik einer mit gereinigtem Nitrobenzol gefüllten Kerrzelle.

des A.E.G.-Forschungs-Instituts zur Kontrolle wiederholt.

In der Fig. 7 sind in graphischer Darstellung die Meßresultate für Nitrobenzol als Dielektrikum aufgetragen. Abszissen sind die Lichtwellenlängen λ in $\mu\mu$, Ordinaten die gefundenen Kerrkonstanten. Kurven I und II zeigen die von Lyon bzw. Ilberg gefundenen Resultate, die

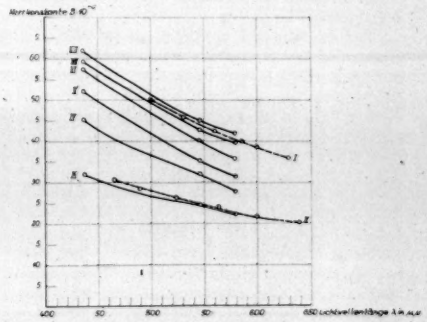


Fig. 7.

Kurve I nach Lyon; Kurve II nach Ilberg; Kurve III handelsübl. Nitrobenzol filtriert; Kurve IV m. Bar. Oxyd und Holzkohle gereinigt; Kurve V m. Al. Oxyd gereinigt; Kurve VI m. Al. Oxyd gereinigt und destilliert; Kurve VII und VIII mehrfach destilliert.

Kurven III bis VIII das Ergebnis der eigenen Messungen. Die Diskrepanz zwischen den Kurven von Ilberg und Lyon ist wohl durch die verschiedene Beschaffenheit des Materials zu erklären, denn mit wachsender Reinheit entfernen sich die Kurven der eigenen Messungen

von der Ilbergschen und nähern sich der von Lyon, die sogar überschritten wird. Die Messungen mit Nitrotoluol boten nichts prinzipiell Neues, als bester Wert der Kerrkonstanten wurde dabei für Metanitrotoluol und $\lambda = 5461$ Å E der Wert $1{,}43 \cdot 10^{-4}$ ermittelt.

Tabelle III.

Übersicht der erreichten Verbesserung der Materialkonstanten von Nitrobenzol.

Stoff	Spez. Widertand Ohm/cm³	Durchschlagsfeldstärke Volt/cm³	Kerrkonstante bei $\lambda = 5461$ Å E	Diel. Konst.
handelsübl. Nitrobenzol	$\sim 5 \cdot 10^7$	$\sim 5 \cdot 10^4$	$22 \cdot 10^{-6}$	$\sim 36{,}4$
best gereinigtes Nitrobenzol	$\sim 1 \cdot 10^{10}$	$\sim 15 \cdot 10^4$	$41 \cdot 10^{-6}$	$\sim 38{,}4$

Zum Schluß seien noch einige Messungen über die Änderung der Dielektrizitätskonstanten mit wachsendem Reinheitsgrade erwähnt. Angewandt wurde das bekannte Verfahren von Nernst für unvollkommene Isolatoren in der von Tangl getroffenen Abänderung zur Messung kleiner Änderungen der Dielektrizitätskonstanten.

Bei Nitrobenzol wurde in dieser Weise eine Änderung der Dielektrizitätskonstanten von 36,4 auf 38,4 also um 5,5 Proz., bei Metanitrotoluol eine solche um 4,6 Proz. von 28,0 auf 29,3 ermittelt. Da in die elektrooptische Kerrkonstante die Dielektrizitätskonstante eingeht, ist durch das Anwachsen der letzteren auch das beobachtete Anwachsen der ersteren mit erklärt.

Diskussion.

Herr M. Wolfke (Warschau): Der Reinheitsgrad der „chemisch reinen" Präparate ist auch für die Präzisionsmessungen der Dielektrizitätskonstante bei weiten nicht ausreichend, die Empfindlichkeit der Dielektrizitätskonstantemessung im bezug darauf ist ungefähr von gleicher Größenordnung wie die optischen Methoden.

Herr H. G. Möller (Hamburg): Legt man an eine Kerrzelle Spannung, so zeigt die Beobachtung der Kerrkonstante, daß die Leitfähigkeit in der Mitte am größten, an den Elektroden kleiner ist. Daraus ist zu schließen, daß die leitende Verunreinigung an den Elektroden verarmt. Aus der Ungleichmäßigkeit der Verarmung ist zu schließen, daß die Verunreinigung eine Säure ist. Die abgeschiedenen Gase (H_2) werden an den Elektroden absorbiert und gehen bei Umkehr der Spannung wieder in Lösung. Die Beobachtungen stammen von Rolf Möller.

Herr Pringsheim (Berlin): Ist die Wirkung der einzelnen Reinigungsprozesse auf die Isolation und auf die Kerrkonstante parallel?

Herr Hehlgans (Berlin): Ein ziemlich weitgehender Parallelismus der Wirkung der einzelnen Reinigungsverfahren wurde in der Tat in bezug auf die Erhöhung der D.K. und der elektrooptischen Kerrkonstanten beobachtet, was ja auch naheliegend ist; dagegen verlief die Steigerung des spezifischen Widerstandes und der elektrischen Festigkeit keineswegs parallel der Verbesserung der erstgenannten Materialkonstanten.

A. Deubner (Köln), Eine empfindliche Methode zur Vergleichung von Elektrolytwiderständen bei Hochfrequenz[1]).

Während die bisherigen Methoden, Elektrolytwiderstände bei Hochfrequenz zu vergleichen, im wesentlichen auf demselben Prinzip beruhen, nämlich auf Messung der Dämpfung eines den Elektrolyten enthaltenden Schwingungskreises durch die Amplitude, zu der ihn ein Röhrensender aufschaukelt, ist in dieser Untersuchung der neue Weg beschritten worden, diesen Schwingungskreis in den Röhrensender selbst hineinzunehmen und die Rückkopplung so schwach zu machen, daß das System eben noch schwingt. Es entsteht so eine Art Kompensationsmethode, bei der der negative Widerstand der Rückkopplung den positiven Dämpfungswiderstand kompensiert.

Die Versuchsanordnung ist ein gewöhnlicher Röhrensender in Spannungsteilerschaltung, Fig. 1,

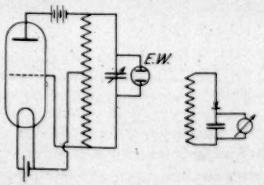


Fig. 1.

dessen Kondensator der Elektrolytwiderstand (E.W.) (Kapazität etwa 5 Proz. der Hauptkapazität) parallel gelegt wird. Die Schwingfähigkeit des Senders wird durch Änderung der Anoden-

1) Vortrag wurde aus äußeren Gründen nicht gehalten.

spannung variiert. Der E.W. ist so konstruiert, daß er von verschiedenen Elektrolyten nacheinander durchströmt wird, die ihm durch ein geeignet gebautes System von Leitungen und fernsteuerbaren Quetschhähnen zugeführt werden. Die Schwingungsintensitäten, die bei den verschiedenen Füllungen sich einstellen, werden durch einen aperiodischen Detektorkreis mit Zeigergalvanometer gemessen. Es ändert sich dann z. B. der Ausschlag des Galvanometers von 30 auf 90 Skalenteile, wenn der im E.W. befindliche Elektrolyt seine Leitfähigkeit um 2 Proz.

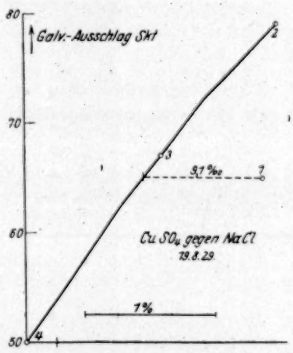


Fig. 2.

verringert. Vergleicht man auf diese Weise z. B. eine Reihe wenig voneinander verschiedener *NaCl*-Lösungen und trägt über der N.F.-Leitfähigkeit als Abszisse die Galvanometerausschläge als Ordinaten auf, so erhält man sehr nahe eine Gerade. Nimmt man aber z. B. eine $MgSO_4$-Lösung dazu, so bleibt der zu dieser gehörige Ausschlag erheblich hinter dem zurück, den die bei N.F. gleichleitende *NaCl*-Lösung geben würde. In Fig. 2 ist solch eine Kurve für *NaCl*-Lösungen mit einem Meßpunkt für $CuSO_4$ dargestellt. Die Galvanometerausschläge reproduzieren sich stets so gut, daß man wohl behaupten kann, die Hochfrequenzmessung sei genauer als die Niederfrequenzmessung in der Kohlrausch-Brücke, die etwa 0,5 Promille beträgt. Da noch Temperaturfehler dazu kommen, wollen wir aber vorläufig nicht mehr als 1 Promille Genauigkeit beanspruchen.

Eine wesentliche Frage ist die, ob Änderungen der D. K. eine Rolle spielen. Hier kommt uns die Eigenschaft des Röhrensenders zu Hilfe, die darin besteht, daß beim Durchdrehen des Hauptkondensators ein Maximum in der Schwingungsintensität auftritt. Dieses ist ziemlich flach, so daß wir in seinem Gebiet den Drehkondensator einige Grade drehen können, ohne den Galvanometerausschlag zu ändern. Einflüsse kleiner Änderungen der D. K. sind also bei Messung in diesem Maximum als praktisch vollkommen ausgeschaltet anzunehmen.

Von Ergebnissen seien zunächst die Messungen an 2-2-wertigen Ionen angeführt. Fig. 3 zeigt in der ausgezogenen Kurve den Differenzeffekt ein-einwertiger und zwei-zweiwertiger Salze, wie er sich aus den Tabellen der zweiten Debye-Falkenhagenschen Publikation berechnet. Die Meßpunkte liegen zwar, abgesehen von einem, alle 1—2 Promille unter der theoretischen Kurve[1]), doch ist der Verlauf sehr zufriedenstellend.

Hochwertige Salze gaben, wie erwartet, große Effekte; Einzelheiten hierüber sollen der ausführlichen Arbeit vorbehalten bleiben. Dagegen soll

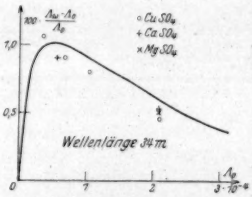


Fig. 3.

noch eine Überraschung bei Säuren erwähnt werden. *HCl* gibt mit *NaCl* verglichen eine Verringerung der Leitfähigkeit bei hohen Frequenzen, zieht man den Erhöhungseffekt für Kochsalz in Rechnung, so bleiben immer noch mehr als 3 Promille Leitfähigkeitsverringerung für *HCl* ($\Lambda = 10^{-4}\ \Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$, Welle = 35 m) übrig. Der Effekt hat sich bisher in dreimaliger Messung vollkommen jedesmal wiedereingestellt. Es wäre möglich, daß hier eine Wirkung des von Hückel angenommenen Leitungsmechanismus des *H*-Ions vorliegt, die Größenordnung des Effekts ließe sich damit vereinbaren. Andererseits aber bietet sich hier vielleicht ein Weg zur Erklärung der zu kleinen Effekte der 2-2-wertigen Ionen durch Hydrolyse. Sind (z. B. in $CuSO_4$) *H*-Ionen an der Leitung beteiligt, so wirkt ihr Effekt dem der 2-2-wertigen Ionen entgegen und verkleinert ihn merklich. Bei höheren Konzentrationen muß die Wirkung der Hydrolyse abnehmen, wie denn

1) Die Diskrepanz ist sogar noch etwa $^1/_2$ Promille größer, da die Kurve den Effekt relativ zur Leitfähigkeit bei unendlicher Verdünnung gibt, die Meßpunkte aber relativ zur wirklich vorhandenen Leitfähigkeit, die kleiner ist.

auch Rieckhoff und Zahn bei ihren Versuchen nichts derartiges gefunden haben[1]).

Die ausführliche Veröffentlichung dieser Untersuchung erfolgt in Kürze in den Annalen der Physik. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, welche diese Arbeit ermöglichte, sei auch hier mein herzlicher Dank ausgesprochen.

Zusatz bei der Korrektur: Zum gleichen Gegenstand ist kürzlich eine Mitteilung von Brendel, Mittelstaedt und Sack erschienen (Physik. Zeitschr. **30**, 576, 1929). Ihre Meßwerte weichen bei den höheren Konzentrationen in sehr ähnlicher Weise wie hier von der Theorie ab.

Literaturverzeichnis:

P. Debye und H. Falkenhagen, Physik. Zeitschr. **29**, 401, 1928.
E. Hückel, Zeitschr. f. Elektrochem. **34**, 546, 1928.
H. Rieckhoff, Ann. d. Phys. **2**, 577, 1929.

1) Zusatz bei der Korrektur: Nach neueren Untersuchungen an $CaSO_4$-Lösungen, die genau dieselbe Kurve liefen wie $CuSO_4$, obwohl bei ihnen Hydrolyse kaum in Frage kommt, lassen diese Betrachtungen sich wohl nicht aufrecht erhalten.

E. G. Pringsheim (Prag), Die Bedeutung der Physik für die Biologie.

Die Aufgabe, die mir gestellt worden ist, könnte ich auf verschiedene Weise zu lösen versuchen. Z. B. könnte ich darlegen, was sich Physik und Biologie gegenseitig verdanken, wobei der Vorteil nicht so einseitig auf Seiten der Biologie wäre, wie Sie vielleicht denken. Daran könnte ich etwa die Probleme anschließen, zu deren Lösung die Hilfe der Physik nötig sein wird. Dabei wäre es aber erforderlich, weiter auszuholen als das an dieser Stelle möglich wäre, weil die Dinge, um die es sich handelt, größtenteils dem gegenwärtigen Hauptzuge der Physik fern liegen. Und dennoch hätte ich nur an Einzelheiten erinnern können, während es mir gerade darauf ankommt, die grundsätzliche Stellung der heutigen Biologie zu den Fragen darzulegen, welche mit Hilfe physikalischer Methoden in Angriff genommen werden können. Hierbei soll das Wort Physik im Sinne von exakter Wissenschaft verwendet werden. Wie wir noch sehen werden, gelange ich auf diese Weise dazu, die Problemstellung der Biologie überhaupt zu erörtern.

Die Physik geht darauf aus, ihre Untersuchungen an möglichst einfachen und übersichtlichen Gebilden vorzunehmen um den Grundgesetzen näher zu kommen, deren Vorhandensein selbstverständliche Voraussetzung aller Forschung ist. Diese Hauptforderung jeder experimentellen Wissenschaft kann von der Biologie nur sehr mangelhaft erfüllt werden, weil sie es mit einem verwickelten System, dem Organismus oder zum mindesten der Zelle zu tun hat. Es bleibt ihr daher nur übrig, wenigstens die sonstigen Versuchsbedingungen möglichst einfach zu gestalten, und, da es sich immer um die Reaktion des Organismus auf irgendwelche Veränderungen der Außenwelt handeln wird, nach Möglichkeit nur einen Faktor zu variieren. Schon das erweist sich oft als sehr schwierig, da ja natürlich nicht die Außenfaktoren, sondern die im Versuchssystem eingreifenden maßgebend sind, die in ihrer Wirkung oft kaum erkennbar sein werden. So ändert sich z. B. mit der Temperatur der Gasgehalt der Körperflüssigkeiten, mit der Einwirkung eines Salzes die osmotische Konzentration und oft auch die H-Ionenkonzentration, mit der Belichtung die Temperatur usw. Das sind Dinge, wie die, mit denen der Physiker auch immer rechnen muß. Schlimmer ist es, daß beim Organismus jede Veränderung mehrere, gewöhnlich unabhängige gedachte physiologische Geschehnisse beeinflussen wird, z. B. Belichtung einer grünen Pflanze, die Kohlensäureassimilation und damit die Sauerstoffkonzentration in den Geweben, durch die Erwärmung die Verdunstung, dann die Wachstumsgeschwindigkeit, die Stellung der Teile zueinander usw. Nehmen Sie dazu noch die große Empfindlichkeit des labilen lebenden Systemes, welche bewirken kann, daß schon eine leichte Luftveränderung das Verhalten beeinflußt, so werden Sie begreifen, daß unser Versuchsmaterial es uns nicht ganz leicht macht zu sicheren Ergebnissen über die Ursachen des Geschehens zu kommen.

So wird es Sie auch nicht wundern zu hören, daß nach meiner Meinung alle Probleme der Biologie von der exakten physikalischen Lösung weit entfernt sind, obgleich sie allgemein angestrebt wird. Das zeigen dem kritischen Beobachter gerade die neuesten Fortschritte auf den meist bearbeiteten Gebieten, wie Erblichkeitslehre und experimentelle Morphologie, Enzym- und Protoplasmaforschung, Reizphysiologie usw. Ich nenne absichtlich Gebiete, die noch vor 20 Jahren einer physikalischen Behandlung ganz unzugänglich schienen, auf denen jetzt aber die Tendenz unverkennbar und nur der Grad der Annäherung an das ideale Ziel verschieden ist.

Die klare Betonung dieses Zieles, also der Erklärung der Lebensvorgänge auf Grund der, aus der Erforschung der unbelebten Natur bekannten Gesetze, auf allen Gebieten der Biologie, ist für uns das Wesentliche und das Bezeichnende für die gegenwärtige Forschungsweise. Dabei ist jetzt fast jeder Biologe stillschweigend oder

betont davon überzeugt, daß das Endziel zum mindesten noch in weiter Ferne liegt, aber nur wenige folgern daraus, daß die Bemühungen müssig und falsch gerichtet sind. Wir haben eben aus der Geschichte der Wissenschaft gelernt, daß weder schnelle restlose Aufklärung zu erwarten ist, wie es die naiven Mechanisten, z. B. noch Haeckel wollten, noch auch die Annahme von, in der unbelebten Natur nicht aufzeigbaren Kausalzusammenhängen uns weiter führt, wie es die Vitalisten, z. B. Driesch wollen. Wir lassen dabei die Frage ganz offen, ob in den Lebewesen etwas ist, was grundsätzlich anders betrachtet werden muß als das unorganische Geschehen. Natürlich kann man behaupten, daß es in der Biologie unlösbare Probleme gibt. Aber dasselbe sagen viele auch für die Physik, und es dürfte schwer sein, den Unterschied in der Art der Unlösbarkeit aufzuzeigen. Jedenfalls aber darf ich behaupten, daß die Wissenschaft solchen Behauptungen noch nie einen Fortschritt verdankt hat. Sie sind dem Gefühl entsprungen, der Ehrfurcht vor der Größe und Mannigfaltigkeit der Naturerscheinungen, also denselben Gründen, denen die Gestalt des Zeus oder Donar ihren Ursprung verdankt. Heute erklären wir Blitz und Donner anders, ohne deshalb diese Ehrfurcht verlieren zu müssen. Bei der Arbeit des Naturforschers, sei es im Laboratorium oder am Schreibtisch, sind derartige vitalistische Gedankengänge nicht zu dulden. Die Unduldsamkeit ist aber keine Überhebung, sondern in Wirklichkeit Bescheidenheit. Das möchte ich besonders betonen. Es ist aber zu zeigen, daß diese Auffassung keineswegs selbstverständlich oder auch nur sehr alt ist. Es ist zwar über 90 Jahre her, daß Röper meinte, eine bestimmte Erklärung von De Candolle sei zu mechanisch, als daß der sie annehmen könne, der an eine Lebenskraft glaube. Aber so bald wurden derartige Vorstellungen nicht überwunden.

Im Gegenteil, es ist gar nicht lange her, daß man glaubte, innerhalb der Biologie vitales und physikalisches Geschehen auseinander halten zu müssen und sogar zweierlei Gesetzmäßigkeiten unterschied, wobei die einen rein kausal, die andern auch final gedacht wurden. An sich ist es natürlich auch heute noch erlaubt, verwickelte biologische Tatsachenzusammenhänge auf besondere, sogenannte biologische Gesetzmäßigkeiten oder Regeln hin zu untersuchen, wie z. B. die Mendelschen Regeln, das Webersche Gesetz, die Anpassungen; aber es geht nicht an, das was physikalisch nicht erklärbar erscheint, auf Rechnung besonderer vitaler Kräfte oder Strukturen zu setzen oder einen Teil der Befunde kausal oder statistisch, einen anderen teleologisch zu deuten, gleich als wenn das eine das andere ausschlösse, wo es sich doch bestenfalls nur um eine verschiedene Betrachtungsweise des beobachteten Geschehens handeln kann.

Damit soll keineswegs gesagt sein, daß das Auffinden biologischer Gesetzmäßigkeiten etwas Minderwertiges sei gegenüber dem Eindringen in das vitale Geschehen mit Hilfe physikalischer Methoden. Das wäre sehr unhistorisch gedacht; aber es entspricht doch einem primitiven Zustand, es stellt eine zeitlich frühere Stufe in der Entwicklung des betreffenden Teilgebietes der Biologie dar. Auf manchen Gebieten, z. B. in der experimentellen Anatomie und Morphologie wären wir froh, wenn wir nur wenigstens derartige biologische Regeln zu erkennen vermöchten an Stelle der unübersehbaren Mannigfaltigkeit der Reaktionsweise. Auf anderen Gebieten wieder, z. B. in der Lehre vom Wasserhaushalt, glauben manche über dieses, gewissermaßen vorwissenschaftliche Stadium schon hinaus zu sein.

Damit scheint der Weg klar vorgezeichnet, den wir gehen müssen. Vielleicht werden Sie wissen wollen, welche Rolle dabei nicht die Physik, sondern der Physiker spielen kann. Ich glaube, keine andere als schon immer. Sein Rat und seine Hilfe wird dringend benötigt; aber er neigt leider dazu, entweder die Schwierigkeiten der biologischen Probleme zu unterschätzen oder aus Furcht vor den unreinen Bedingungen die Hand davon zu lassen. Und daran ist zumeist gar nicht er selbst schuld. Der Physiker kann nur helfen, wenn eine klare Fragestellung vorliegt, und um diese zu geben, muß der Biologe so weit zu kommen suchen, daß er ungefähr weiß wie weit man mit den gegebenen Methoden etwa gelangen kann. Niemand kann von ihm verlangen, daß er alles selbst macht, und es wäre schlimm, wenn man immer warten müßte, bis sich ein Helmholtz findet, der beide Wissenschaften souverain beherrscht.

Bisher ist die Lage so, daß die Mitarbeit des Physikers meist nur in gelegentlichem freundschaftlichen Rat besteht, woraus in seltenen Fällen ein harmonisches, und dann wohl immer sehr fruchtbares Zusammenwirken hervorgeht. Die Erfahrung lehrt, daß die Biologie, die wegen der Schwierigkeit ihrer Probleme oft gerade die neuesten Hilfsmittel der exakten Wissenschaft brauchen könnte, meist allzulange warten muß bis sich jemand findet, der die gedankliche Verknüpfung der beiden Gebiete vorzunehmen imstande ist. Die Klärung eines physikalischen oder chemischen Problemes bringt gewöhnlich nicht nur die Aufnahme in die Lehr- und Handbücher mit sich, sondern auch, entsprechend dem Endziel aller Naturwissenschaft, eine Vereinheitlichung des Weltbildes und damit eine Erleichterung für das Verständnis des fachlichen Laien.

Erst wenn die neue Lösung vielfach durchgearbeitet und auf die klarste Formel gebracht ist, pflegt die Nutzanwendung auf anderen Gebieten zu folgen. In der Industrie ist das jetzt schon anders. Der materielle Gewinn ist ein genügender Ansporn und im Zusammenhang damit die Zahl der hinreichend ausgebildeten Fachleute heute meist groß genug, um die Nutzanwendung der Fortschritte in der Physik und Chemie innerhalb kurzer Zeit zu gewährleisten. Auf manchen Gebieten der Medizin ist es ähnlich, obwohl hier die Sicherstellung der Wirksamkeit irgendeiner Behandlungsweise oft zu wünschen übrig läßt. In der theoretischen Biologie der Tiere und Pflanzen sind die Verhältnisse weit ungünstiger.

Nur verhältnismäßig selten geschieht es, daß biologische Entdeckungen ein Interesse bei den Physikern entfachen. Es ist zu erwarten, daß das in Zukunft, ähnlich wie in der Chemie, anders werden wird. Das Zustandekommen dieser Vortragsreihe ist ein erfreuliches Zeichen dafür, und die Leistungen, über die berichtet werden wird, sind zwar keineswegs der Anfang einer Biophysik als Wissenschaft, aber doch der Beginn einer notwendigen Spezialisierung und Zusammenarbeit zu einem klar erkannten Ziele.

Gern möchte ich Ihnen nun noch zeigen, daß der ganze Zustand der Biologie zur Zeit einem solchen Unternehmen höchst günstig ist. Ich möchte dazu ein Beispiel aus meinem Arbeitsfach, der Pflanzenphysiologie wählen, und Ihnen zeigen, wie sich die Stellung der Probleme gewandelt hat.

Dieses Beispiel entnehme ich einem Gebiet, welches unter reger Mitwirkung von Botanikern ausgebaut worden und für ein physikalisches Problem von großer Bedeutung geworden ist, nämlich der Lehre von den Eigenschaften semipermeabler Membranen. Die von den Pflanzenphysiologen De Vries und Pfeffer an solchen Membranen durchgeführten Untersuchungen sind bekanntlich die Grundlage von van't Hoffs Theorie der Lösungen geworden. De Vries hat mit lebenden Pflanzenzellen gearbeitet, Pfeffer unter Benutzung der Traubeschen künstlichen Zelle ein Modell geschaffen, das mit dieser das Vorhandensein einer semipermeablen Schicht gemeinsam hat. Hier interessiert uns Pfeffers Auffassung vom Bau einer solchen Schicht, die über den Eintritt gelöster Stoffe in die Pflanzenzelle entscheiden muß. Pfeffer nimmt im Anschluß an Nägeli, einen weiteren Pflanzenphysiologen, dessen Name den Physikern bekannt zu sein pflegt, einen mizellaren Bau der Plasmamembran an. Er unterscheidet sich aber von ihm dadurch, daß er aus gewichtigen Gründen die Mizelle selbst als quellbar betrachtet, also die Quellung nicht als eine Wasseraufnahme zwischen die an sich starren Mizelle auffaßt. Dadurch kommt er auch zu zweierlei Formen der Osmose, der mizellaren und der intermizellaren.

Als es später galt, die Regeln bei der Aufnahme gelöster Stoffe zu erklären, wurde von H. H. Meyer und Overton die sogenannte Lipoidtheorie entwickelt, welche besagt, daß die Plasmagrenzschicht sich wie eine Haut verhält, die in ihrem Lösungsvermögen den Fetten nahe steht. Da aber hierdurch nicht erklärt wird, auf welche Weise viele lebenswichtige Stoffe, z. B. Salze und Zucker in die Zelle gelangen, unterschied Höber eine physikalische von einer physiologischen Permeabilität, von denen die letztere auf der Regulationsfähigkeit der lebenden Zelle beruhen sollte. Diese Vorstellungsweise hat dann Nathansohn weiter ausgebaut, indem er annahm, daß die Plasmahaut eine Art von Mosaik sei, zusammengesetzt aus unquellbarer, für Wasser undurchlässiger fettartiger und aus quellbarer, protoplasmatischer Substanz mit den Eigenschaften einer Traubeschen semipermeablen Membran, aber zugleich ausgestattet mit einer vorläufig unerklärlichen „vitalen" Regulationsfähigkeit.

Dieser Auffassung stand lange Zeit die von J. Traube unvermittelt gegenüber, obgleich sie wie die Nathansohnsche an Pfeffer anknüpft. Letzterer sagt nämlich: Die Unfähigkeit gewisser sonst leicht diosmierender Körper, Niederschlagsmembranen zu durchwandern, kann über die geringe Weite der intermizellaren Räume keinen Zweifel lassen. Damit ist eigentlich schon gesagt, daß es von der Größe der Teilchen und der Weite der Spalten abhängen muß, welche Stoffe eine bestimmte Membran durchwandern. Dies ist dann von Traube in seiner Haftdrucktheorie ausdrücklich behauptet worden, wonach also die Natur des Materiales der Häute keine Rolle spiele, sondern nur der kapillare Bau und die Oberflächenspannung der Lösung.

Die Bedeutung der Oberflächenspannung hat sich nicht behauptet; dagegen ist die Größe der intermizellaren Räume in ähnlicher Weise von Ruhland zur Grundlage seiner Ultrafiltertheorie gemacht worden, nach welcher die Weite der Spalten den Grenzwert für den Durchtritt von Teilchen bestimmt. Für Elektrolyte übernimmt er die Anschauungen von Kaho, nach welchem die Quellung in den betreffenden Lösungen maßgebend für die Permeabilität ist. Hier bleibt kein Raum für eine physiologische Permeabilität und vitale Regulationsfähigkeit. Ein anschauliches Bild vom Feinbau der Plasmamembran hat Ruhland nicht gegeben. Wir finden ein solches bei Gurewitsch in einer kürzlich erschienenen Arbeit.

Gurewitsch schließt sich auf Grund seiner Versuche an der semipermeablen Schale des Weizenkornes, also einer toten Membran, einerseits an Ruhland an, der an toten Zellen schon ähnliches gefunden hat, andererseits legt er die Pfeffer-Nathansohnsche Vorstellung von der Unabhängigkeit zweier Permeationswege zugrunde. Er nimmt an, daß die im Sinne von Overton fettlöslichen Stoffe durch die Mizelle, die fettunlöslichen durch die bei der Quellung entstehenden und in ihrer Größe von ihr abhängigen Poren der Membran wandern. Er steht mit dieser Deutung nicht allein, sondern kann sich auf die Befunde anderer Forscher stützen. Nur die Art wie die lipoidlöslichen Substanzen durch die Mizellarinterstitien gelangen, ist noch nicht recht klar.

Jedenfalls sind wir auf diese Weise zu einer rein chemisch-physikalischen Deutungsweise gekommen und damit zu der, der ersten genialen Konzeption von Pfeffer zugrunde liegenden Denkart zurückgekehrt, die er später leider verlassen hat, wenn er in seiner Physiologie sagt: „Durch eine aktive Betätigung des Organismus wird indes der Austausch in allen Fällen gelenkt und reguliert". Wenn auch Pfeffer das nicht eigentlich vitalistisch gemeint hat, so ist doch sein immer wiederkehrender Hinweis auf die Regulationsfähigkeit des Organismus für die Folge von ungünstigem Einfluß geworden. Ihn zu überwinden ist die Aufgabe der gegenwärtigen Generation. Jeder vitalistische Einschlag ist im Grunde Skeptizismus und Resignation, also schädlich. Darin soll keine Überhebung liegen, Wir wissen, daß wir vom Ziele weit entfernt sind, und daß uns Bescheidenheit und Geduld ziemt, wie sie alle großen Naturforscher bewiesen haben.

Literaturverzeichnis.

De Candolle, A., Pflanzenphysiologie, übersetzt von J. Röper, 1835.

De Vries, H., Eine Methode zur Analyse der Turgorkraft. Jahrb. f. wiss. Bot. **14**, 1884.

Gurewitsch, A., Untersuchungen über die Permeabilität der Hülle des Weizenkornes. Jahrb. f. wiss. Bot. **70**, 1929.

Höber, Physikalische Chemie der Zelle und der Gewebe. 2. Aufl. 1906.

Nägeli, C., Die Stärkekörner. Pflanzenphysiologische Untersuchungen von Nägeli und Cramer, **2**, 1858.

Nathansohn, A., Über die Regulationserscheinungen im Stoffaustausch. Jahrb. f. wiss. Bot. **38**, 1903.

Overton, J., Studien über die Aufnahme der Anilinfarben durch die lebende Zelle. Jahrb. f. wiss. Bot. **34**, 1900.

Pfeffer, W., Osmotische Untersuchungen. 1877.

Ruhland, W., Weitere Beiträge zur Kolloidchemie und physikalischen Chemie der Zelle. Jahrb. f. wiss. Bot. **54**, 1914.

Ruhland, W., Die Permeabilität von Beggiatoa mirabilis. Arch. f. wiss. Bot. **1**, 1925.

Traube, J., Der Oberflächendruck und seine Bedeutung im Organismus. Pflügers Arch. **105**, 1904.

Reinhold Fürth (Prag), Physik in der Zelle I.

1. Die Aufgabe der Biophysik ist die Erforschung der physikalischen Vorgänge im lebenden Organismus. Dieser ist ein Gebilde mit einer ungemein feinen Struktur, die sich im Laufe der Zeit in gesetzmäßiger Weise verändert. Sowie nun die Atomphysik die Struktur der Materie in ihren feinsten Details und ihre zeitliche Veränderung zu erforschen sucht, muß auch die Biophysik bestrebt sein, die Struktur der lebenden Materie bis in die feinsten, für dieselbe charakteristischen Elemente zu untersuchen; das Analogon der Atomphysik ist hier die Physik der Zelle. Ebenso, wie die Atomphysik mit den ihr zur Verfügung stehenden, sehr feinen Beobachtungsmethoden Aufschlüsse über den Bau der Atome zu gewinnen sucht, hat die Physik der Zelle die Aufgabe, geeignete Beobachtungsmethoden ausfindig zu machen, die es gestatten, die physikalischen Vorgänge in der lebenden Zelle zu untersuchen, ohne sie durch grobe Eingriffe zu schädigen.

Der Biologe ist geneigt, wenn man von physikalischer (im Gegensatz zu chemischer) Struktur des Organismus spricht, hierunter seine mechanische Struktur zu verstehen und es scheint naturgemäß, mit der Erforschung dieser, als der primitivsten, zu beginnen. Tatsächlich sieht man jedoch ohne weiteres, daß das, was der Biologe als mechanische Struktur der kleinsten Teile des Organismus beschrieben hat und beschreibt keineswegs die mechanische, sondern die optische Struktur ist, die aus dem Bilde derselben im Mikroskop erschlossen wird. Daß es verfehlt ist, das optische Bild im Mikroskop mit einer mechanischen Struktur zu identifizieren, liegt auf der Hand. Anderseits ist die Untersuchung und exakte Messung mechanischer Vorgänge in der Zelle ohne eine Verletzung derselben, wie man leicht einsieht, ein besonders schwieriges Problem, dessen Behandlung bis

heute erst in einigen wenigen Fällen in Angriff genommen worden ist.

Einfacher liegt die Sache bei der Untersuchung der elektrischen Struktur des Organismus und ihrer Veränderungen, worunter die elektrischen Potentiale, Felder und Ströme im Organismus als Funktionen von Ort und Zeit verstanden werden soll. Obzwar diese elektrische Struktur für den Biologen scheinbar etwas nicht so elementares ist, als die mechanische Struktur, da sie nicht „gesehen werden kann", ist es doch für den Physiker ohne weiteres klar, daß sie für die Lebensvorgänge fundamental sein muß, da sich die mechanische Struktur und auch die optische aus ihr ableiten. Da die bisherige Elektrobiologie im allgemeinen nur ziemlich rohe und nicht immer einwandfreie Methoden benützt, die auf die Untersuchung der feinsten Strukturelemente durchaus nicht angewendet werden können, ergibt sich für den Physiker die überaus reizvolle Aufgabe, Methoden zu ersinnen, die zur Erforschung der elektrischen Struktur der lebenden Materie bis in ihre feinsten Teile anwendbar sind.

Im Verein mit einer Reihe von Mitarbeitern habe ich mich auf Anregung von Herrn R. Keller in der von ihm begründeten biophysikalischen Arbeitsgemeinschaft mit diesen Problemen befaßt und will im folgenden in ganz groben Zügen über die hier ausgearbeiteten Methoden berichten.

2. Die einzige Möglichkeit zur quantitativen Bestimmung der Potentialverteilung in dem zu untersuchenden Objekt besteht darin, zwei genügend feine Elektroden, deren Querschnitt klein gegenüber der zu messenden Struktur ist, an je zwei Stellen des Objektes anzulegen und ihre Potentialdifferenz zu messen. Physiologisch einwandfrei läßt sich dies nur für Punkte an der Oberfläche des Objektes durchführen, während die Einführung von Elektroden ins Innere desselben ohne daß es verletzt und daher physiologisch verändert wird, nicht möglich ist.

Die Verwendung von Metallelektroden, wie es in der Physiologie meist geschieht, ist nicht statthaft, da diese gegen die zu messenden Bezirke ganz unkontrollierbare Kontaktpotentiale von derselben Größenordnung wie die zu messenden Potentialdifferenzen haben. Wir verwenden daher nach dem Vorgange von Ettisch und Peterfi[1]) Elektroden aus Leitern zweiter Klasse in der Form von sehr fein ausgezogenen Kapillarröhrchen, die nach einem besonderen Verfahren hergestellt und mit Agar-Agar gefüllt werden, dem durch einen Zusatz von *KCl* Leitfähigkeit erteilt wird; die Technik der Elektrodenherstellung ist besonders von Gicklhorn und Dejdar[2]) vervollkommt worden. Es lassen sich Elektroden bis zu 0,01 mm Durchmesser herstellen.

Das Anlegen der Elektroden an die zu messenden Bezirke wird unter dem Mikroskop mit Hilfe des Mikromanipulators vorgenommen, einer sinnreichen Vorrichtung, mit deren Hilfe man durch Drehen an Mikrometerschrauben eine beliebige Feinbewegung der Elektroden ausführen kann.

Die Potentialmessung selbst darf nicht wie bei den meisten physiologischen Messungen mit Hilfe eines Strommeßinstrumentes erfolgen, da die Entnahme von Strömen in der Größenordnung von 10^{-10} Amp. bei so kleinen Elementen, wie sie die lebenden Zellen darstellen, schon zu schädlichen Polarisationen Anlaß geben kann. Man arbeitet daher entweder mit rein elektrostatischen Meßinstrumenten, wie dem Quadrantenelektrometer, dem Binantenelektrometer oder dem Hankelschen Elektrometer (Peruccaelektrometer) oder mit einem elektrostatischen Relais. Besonders das letztere Hilfsmittel ist deshalb sehr geeignet, weil es bei der benötigten hohen Empfindlichkeit von 1 Millivolt Ablesegenauigkeit und einem Meßbereich von etwa 0,1 Volt sehr störungsfrei und rasch arbeitet.

Als elektrostatisches Relais benützen wir eine Abart des Röhrenvoltmeters, das nach meinen Angaben konstruierte „Röhrenpotentiometer"[3]) bei dem das zu messende Potential an Kathode und Steuergitter einer Doppelgitterröhre unter

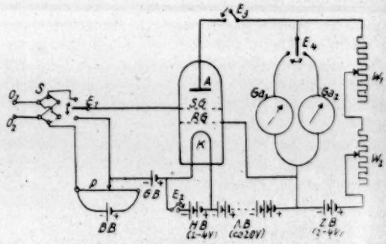


Fig. 1.

Zwischenschaltung eines Kompensators angelegt wird. Im Anodenstromkreis liegt ein empfindliches Zeigergalvanometer, das durch eine Hilfsbatterie und zwischengeschaltete Regulierwiderstände auf Null kompensiert werden kann, wenn die angelegte Spannung gleich Null ist. Die Messung erfolgt durch eine Nullmethode, indem nach Anlegung der zu messenden Spannung der Ausschlag des Galvanometers durch Gegenschaltung von Spannung mit dem Kompensator auf Null gebracht wird. Die Potentialdifferenz kann dann an der Teilung des Kompensators

direkt in Millivolt abgelesen werden. Die Eichung ist unabhängig von der Type und den Betriebsbedingungen der Röhre. Die Schaltung geht aus der wohl ohne weiteres verständlichen Fig. 1 hervor.

3. Eine zweite, indirekte Methode zur Bestimmung elektrischer Strukturen die gegenüber der direkten Methode den Vorteil hat, daß sie ohne Schädigung des lebenden Objektes auch auf das Innere desselben angewendet werden kann, besteht darin, in das Objekt einen äußerst kleinen, elektrisch geladenen Probekörper einzuführen, der infolge seiner Kleinheit durch die Poren eventuell vorhandener Oberflächenmembranen hindurchdringen und sich in der flüssigen Phase der kolloiden Substanzen, aus denen fast alle Teile der Lebewesen bestehen, frei bewegen kann. Die Bewegung des Probekörpers ist erstens durch das elektrische Feld, in dem er sich befindet, zweitens durch seine Brownsche Bewegung und drittens durch die mechanische Gangbarkeit des Medium bestimmt.

Um den Weg des Probekörpers verfolgen zu können, muß er sich dem Auge sichtbar machen lassen. Am einfachsten erzielt man dies, indem man als Probekörper die Teilchen einer kolloiden Farbstofflösung verwendet, die im allgemeinen elektrisch geladen sind und deren Lineardimensionen von der Größenordnung 10^{-7} bis 10^{-5} cm sind. Man läßt die Teilchen in das Objekt eindringen, indem man es entweder in eine entsprechend gewählte Farblösung einbringt und eine gewisse Zeit darin läßt oder die Farblösung an einer geeigneten Stelle injiziert. Betrachtet man dann das Objekt unter dem Mikroskop, so sieht man, daß gewisse Teile gefärbt wurden, andere dagegen nicht. Die gefärbten Stellen sind offenbar jene, an denen sich die als Probekörper dienenden Farbstoffteilchen angesammelt haben oder wo sie, anders ausgedrückt, adsorbiert worden sind.

Da die Bewegung der Teilchen durch die drei oben erwähnten Umstände bedingt ist, kann man aus den Färbungsbildern gewisse Rückschlüsse auf die Struktur des Objektes ziehen. Zunächst ist es klar, daß nur jene Stellen gefärbt werden können, die Konvergenzstellen von Kraftlinien sind oder auf denen eine wahre elektrische Ladung sitzt, und zwar derart, daß Stellen mit positiver Ladung sich mit negativ geladenen Teilchen färben und umgekehrt. Das optische Bild der Färbung spiegelt also in groben Zügen die elektrische Struktur des Objektes wieder.

Tatsächlich ist die Methode der Färbung zur Strukturanalyse biologischer Objekte schon seit langer Zeit angewendet worden, doch hat man die Elektivität derselben zum größten Teil chemischen Ursachen zugeschrieben. Zweifellos spielen solche chemischen Vorgänge mitunter eine Rolle auf die überwiegende Bedeutung der elektrischen Vorgänge, jedoch hat wohl zum ersten Male Keller[4]) hingewiesen und hierauf seine elektrische Analyse der Organismen begründet.

Die bewegungsbestimmenden Momente 2. und 3. prägen sich naturgemäß ebenfalls in dem Färbungsbilde aus. Die Brownsche Bewegung der Teilchen, oder makroskopisch gesprochen, ihre Diffusion ist es ja, die sie an die zu färbenden Stellen herantreibt; die mechanische Gangbarkeit des Mediums ferner ist dafür maßgebend, ob der Probekörper bis zu den Konvergenzstellen der Kraftlinien vordringen kann oder schon auf dem Wege dahin zurückgehalten wird. Beide Vorgänge werden durch die Größe der Teilchen reguliert. Der biologische Experimentator hat es daher in der Hand, durch entsprechende Variation der Teilchengröße der verwendeten Farbstofflösungen das Bild der Färbung innerhalb gewisser Grenzen zu verändern, insbesondere die „Elektivität", das heißt die Hervorhebung ganz bestimmter Teile des Objektes vor allen anderen durch die Färbung, besonders wirksam zu gestalten.

Aus dem Gesagten geht hervor, daß es für die Strukturermittlung der Lebewesen in mikroskopischen Dimensionen mit Hilfe der Methode der Färbung, wenn man dieselbe rationell gestalten will, darauf ankommen wird, Methoden auszubilden, um die Teilchenladung (wenigstens dem Vorzeichen nach) und die Teilchengröße der zu verwendenden Farbstofflösungen vor dem eigentlichen biologischen Versuch möglichst rasch exakt und mit geringen Materialmengen zu bestimmen.

4. Zur Bestimmung der Teilchenladung benützen wir eine von mir angegebene[5]) und von Gicklhorn[6]) ausgebaute Methode, die gegenüber den bisher üblichen Kataphoresemethoden zwar den Nachteil hat, daß sie nicht die Größe der Teilchenladung, sondern nur ihr Vorzeichen zu bestimmen gestattet, dafür aber frei von den systematischen Fehlern der Kataphoresemethoden ist, außerordentlich rasch arbeitet und ferner das Zustandekommen der Farbadsorption im elektrischen Felde in besonders sinnenfälliger Weise vor Augen führt.

In die zu untersuchende Farbstofflösung werden zwei Elektroden aus Halbleitern, an deren obere Enden man eine Gleichspannung von einigen Hundert Volt angelegt hat, mit den unteren Enden einige Sekunden lang eingetaucht. Nach dem Herausziehen erweist sich eine bestimmte Zone der einen Elektrode, die sogenannte Tauchzone, als gefärbt, die andere Elektrode bleibt ungefärbt. Die Farbstoffteilchen sind

positiv geladen, wenn die negative Elektrode gefärbt wurde, und umgekehrt.

Als Elektroden kann man unter anderem Glasfiltermasse, Chamotte oder am einfachsten Filtrierpapier verwenden, das durch Eintauchen in destilliertes Wasser leitend gemacht wurde. Zur Einspannung der Elektroden und bequemen Ausführung des Versuches kann das abgebildete Stativ benützt werden.

Trotz der angelegten hohen Spannung fließt wegen des großen Widerstandes der Elektroden

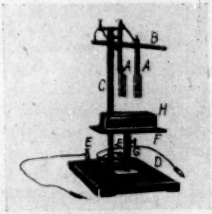


Fig. 2.

durch die Anordnung nur ein Strom von wenigen Milliampere; dadurch wird eine störende Wärmekonvektionsströmung verhindert. Da ferner in den eingetauchten Stellen der Elektroden, wie man sich überzeugen kann, eine Elektrolyse des Wassers nicht stattfindet, können auch keine Umladungen der Teilchen durch Säure- oder Basenbildung an diesen Stellen stattfinden, die die Resultate verfälschen würden. Die hohe Feldstärke, insbesondere in der Tauchzone (während im Innern der Flüssigkeit der Potentialabfall sehr klein ist) bwirkt, daß die Versuchsdauer sehr kurz ist.

Auch ungefärbte Substanzen können mit der Anordnung untersucht werden, wenn man ihre Anreicherung auf den Elektroden durch nachherige Behandlung derselben mit einem geeigneten chemischen Reagenz nachweist.

Zur Erzeugung der Gleichspannung verwenden wir in der Regel einen Glühkathodengleichrichter für Netzanschluß, der besonders für den Gebrauch in biologischen Instituten konstruiert wurde[7]), wo Gleichstromquellen von 600 Volt meist nicht zur Verfügung stehen. Die Netzspannung von 110 Volt wird zunächst durch einen Transformator hochtransformiert und mit zwei Glühkathodenröhren gleichgerichtet, die ebenfalls mit Wechselstrom mit Hilfe kleiner Transformatoren geheizt werden. Zur Ausgleichung der Spannungsschwankungen dient ein aus einer Drosselspule und Kondensatoren aufgebauter Siebkreis. Die Spannung wird durch einen Spannungsteiler im Primärkreis des Transformators reguliert. Die Schaltungsskizze stellt die folgende Fig. 3 dar. Der vorgeführte Apparat liefert Gleichstrom bis 1000 Volt und 0,1 Amp. bei sehr konstanter Spannung.

Zur Bestimmung der Teilchengröße kann für die zu untersuchenden Farbstofflösungen, da ihre Teilchen fast stets submikroskopisch sind, derzeit rationell nur die Messung des Diffusionskoeffizienten D verwendet werden, der mit dem Teilchenradius a (Kugelform der Teilchen vorausgesetzt), durch die Nernst-Einsteinsche Formel

$$D = kT \cdot 1/6\pi\eta a \qquad (1)$$

(T: absolute Temperatur, η: Koeffizient der inneren Reibung des Lösungsmittels) zusammenhängt. Eine Methode zur Messung der Diffusion gefärbter Lösungen, die von den Fehlern der üblichen Diffusionsmethoden frei ist und den großen Vorteil bietet, daß sie nur sehr kurze Zeit ($^1/_2$ Stunde höchstens) in Anspruch nimmt, ist von

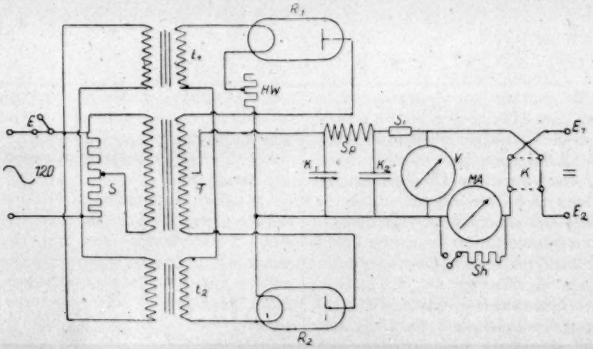


Fig. 3.

mir auf dem Physikertag in Danzig mitgeteilt worden[8]). Das Prinzip der Methode besteht darin, das Fortschreiten einer bestimmten Konzentration in mikroskopischen Dimensionen zu verfolgen.

Die Meßkammer hat die Form der Fig. 4 (doppelte natürliche Größe). Zu Beginn des Versuches wird die Ausgangslösung mit der Konzentration c_0 in die linke, untere Kammerhälfte

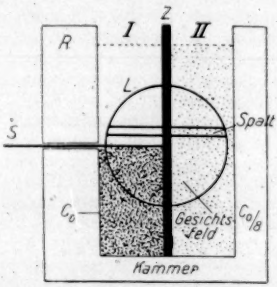


Fig. 4.

gefüllt und darüber, durch einen dünnen Schieber getrennt, das Lösungsmittel überschichtet. In die rechte Kammerhälfte kommt eine bestimmte Verdünnung v der Ausgangslösung. Zieht man den Schieber heraus, so diffundiert in der linken Hälfte die Lösung von unten nach oben und es wird zu jeder Zeit t eine Schicht in der Höhe x über dem Schieberniveau geben, die die gleiche Farbtiefe, das heißt die gleiche Konzentration hat, wie die entsprechende rechte Hälfte. Man mißt x als Funktion von t, indem man die Kammer mit einem horizontal gestellten Mikroskop mit schwacher Vergrößerung beobachtet, in dessen Okular sich ein horizontaler Spalt meßbar in vertikale Richtung mikrometrisch verschieben läßt. Man verschiebt den Spalt solange, bis beide Hälften desselben gleich hell erscheinen und liest gleichzeitig die Zeit ab. Der Versuch wird im Verlaufe der Diffusion mehrmals wiederholt.

Man leitet aus der Differentialgleichung der Diffusion leicht ab[8]), daß x als Funktion von t der Formel

$$x^2 = t \cdot D\left[2\psi^*\left(1 - \frac{2}{v}\right)\right]^2 \qquad (2)$$

genügt, worin ψ^* die Inverse zur Gaußschen Fehlerfunktion bedeutet. Die Auswertung der Beobachtungen erfolgt am besten so, daß man x als Ordinaten und $\sqrt{t}$ als Abszissen in einem Koodinatensystem einträgt. Die Beobachtungspunkte müssen dann auf einer geraden Linie durch den Ursprung liegen, wenn kein systematischer Fehler vorliegt und das Ficksche Diffusionsgesetz gilt. Dies ist bei Farbstofflösungen in der Regel der Fall. Bei stärker konzentrierten, z. B. Zuckerlösungen, zeigt die Funktion einen anderen Verlauf, aus dem man, wie das Ullmann[9]) getan hat, die Abweichung vom klassischen Diffusionsgesetz ermitteln kann. Stets jedoch findet man eine Abhängigkeit des D von der Konzentration und damit auch nach (1) eine Änderung des Teilchenradius mit der Konzentration, derart, daß mit steigender Konzentration der Teilchenradius zunimmt, was auf eine Polymerisation der Teilchen schließen läßt. Hierüber wird Herr Gicklhorn näher berichten.

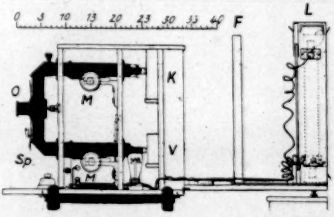


Fig. 5.

Die Methode ist von Gicklhorn und Nistler[10]) in technischer Hinsicht wesentlich verbessert worden, indem sie den Kunstgriff anwendeten, die beiden Kammerhälften räumlich vollkommen zu trennen und sie nur optisch, durch ein sogenanntes Vergleichsokular zur Berührung zu bringen, was die Einstellung auf gleiche Helligkeit wesentlich erleichtert. Ferner

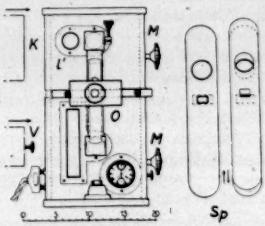


Fig. 6.

ist damit die Möglichkeit gegeben, während einer und derselben Versuchsreihe nicht nur eine, sondern bis zu acht Vergleichskonzentrationen zu benützen und damit die Abhängigkeit der Teilchengröße von der Konzentration in einer einzigen Versuchsreihe von etwa einer Stunde zu ermitteln. Die Konstruktion geht aus den Fig. 5—7 hervor. Die Diffusionskammer K wird mit dem oberen, eine der Vergleichskam-

mern V, die man rasch durch einen Schieber wechseln kann, wird durch das untere der beiden Mikroskope M mit Hilfe des gemeinsamen Okulars O beobachtet, das die Bilder der beiden Kammern unmittelbar aneinanderstoßend nebeneinander entwirft. Durch den Spalt Sp, der in vertikaler Richtung durch das Okular hindurch bewegt werden kann und dessen Breite verstellbar ist, wird jene Schicht ausgeblendet, die in beiden

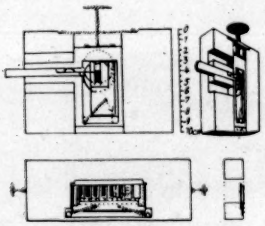


Fig. 7.

Hälften die gleiche Helligkeit hat. Das Instrument wird von der Firma Reichert hergestellt.

Die Diffusion ungefärbter Substanzen läßt sich mit der beschriebenen Methode nicht messen. Da jedoch auch die Diffusion und die Teilchengröße ungefärbter Lösungen für die Physik der Zelle von großer Bedeutung ist, habe ich in der letzten Zeit eine Methode ausgedacht, die auf dem gleichen oben gekennzeichneten Meßprinzip beruht und auch alle seine Vorteile aufweist, wobei jedoch nicht die Farbtiefe, sondern der Brechungskoeffizient als Indikator für die Konzentration in seinem Fortschreiten messend verfolgt wird. Die Methode ist von Herrn R. Zuber ausgearbeitet und auch bereits erprobt worden, worüber dieser in einem eigenen Vortrage berichten wird. (Diese Zeitschr. **30**, 882, 1929.)

5. Um die elektrischen Vorgänge in der Zelle physikalisch zu erfassen, muß der im vorhergehenden geschilderten elektrischen Strukturbestimmung auch die Messung der elektrischen Konstanten der Stoffe zur Seite treten, die die Zelle aufbauen; im wesentlichen sind dies die elektrische Leitfähigkeit und die Dielektrizitätskonstante. Ideal im Sinne des oben entwickelten Programmes wäre es, diese Messungen in der lebenden Zelle selbst ausführen zu können, doch ist diese Aufgabe bisher wegen ihrer außerordentlichen Schwierigkeit noch nicht in Angriff genommen worden. Wir müssen uns zunächst damit begnügen, die elektrischen Konstanten dieser Stoffe in möglichst unverändertem Zustande aber außerhalb ihres natürlichen Ortes und in wesentlich größeren Mengen angesammelt, zu messen.

Die Messung der Leitfähigkeit bietet gemäß den derzeit existierenden Methoden auch dann, wenn nur sehr kleine Mengen Substanz zur Verfügung stehen, keine besonderen Schwierigkeiten, und wir brauchen uns hier damit nicht weiter zu befassen. Nicht so einfach steht es mit der DEK, da nur solche Methoden ausgewählt, resp. ausgearbeitet werden können, die einerseits zur Messung nur geringe Substanzmengen benötigen und anderseits die Untersuchung von Stoffen bis zur Leitfähigkeit der physiologischen Salzlösungen gestatten.

Diesen Anforderungen genügen ohne weiteres alle Resonanzmethoden, die mit sehr schnellen elektrischen Schwingungen arbeiten (10^8 bis 10^9 Hertz). Denn in diesem Falle können die Meßkondensatoren sehr klein gewählt werden (einige Zehntel cm^3 fassend) und die Leitfähigkeit der Substanz stört nicht, solange die Relaxationszeit des verwendeten Schwingungskreises gegen die Frequenz der Schwingung groß ist. Wir haben hier mit der zweiten Drudeschen Methode gearbeitet[11]) und gefunden, daß eine Reihe von Substanzen, die für den Aufbau der Organismen charakteristisch sind, wie Blutserum, Blutkörperchen, Muskelsubstanz, Gewebssubstanz der Pflanzen, Gehirn- und Nervensubstanz usw. besonders große DEK (zwischen 83 und 90) haben, die sogleich heruntergehen, wenn man die Stoffe physikalischen oder chemischen Veränderungen unterwirft, die auch zum Verlust ihrer physiologischen Wirksamkeit führen. Auffallend ist es auch, daß der Zusatz von Alkoholen zum Blutserum dessen DEK bei sehr kleinen Zusatzmengen stark erhöht, bei größeren Mengen immer mehr und mehr erniedrigt[12]). Es scheint also, als ob die dielektrischen Eigenschaften der Aufbausubstanzen des Organismus für den Lebensprozeß von besonderer Wichtigkeit wären, worauf schon vor Anstellung dieser Untersuchungen Keller aufmerksam gemacht hat[4]).

Weitere Untersuchungen wurden von uns durchgeführt, um die DEK von Elektrolytlösungen im Konzentrationsgebiet von etwa 0,01 normal zu messen, einerseits wegen der angedeuteten biologischen Bedeutung, anderseits weil auch vom rein physikalischen Standpunkte die Kenntnis der DEK verdünnter Elektrolyte uns über die Konstitution derselben die direktesten Aufschlüsse zu geben vermag. Diese Untersuchungen wurden mit der von mir angegebenen Ellipsoidmethode[13]) durchgeführt, einer Kraftwirkungsmethode, bei der die zu messende Flüssigkeit in einem homogenen elektrischen Felde zwischen zwei Kondensatorplatten aus platiniertem Platin sich befindet, an die eine niederfrequente elektrische Wechselspannung angelegt wird. In die Flüssigkeit hängt an einem

dünnen Quarzfaden ein ebenfalls aus platiniertem Platin hergestelltes, abgeplattetes Ellipsoid unter einem Winkel von 45° gegen die Richtung der Kraftlinien hinein. Die Ablenkung des Ellipsoides durch das Feld wird mit Spiegel und Skala gemessen, woraus sich die DEK der Flüssigkeit berechnen läßt. Noch unveröffentlichte Resultate von Slama haben gezeigt, daß die Ausschläge innerhalb des Frequenzintervalles von 50 bis 2000 Hertz von der Frequenz unabhängig sind und daher Verfälschung der Resultate durch Polarisation bei richtigem Arbeiten nicht auftritt.

Die Hauptresultate der von mir[14]), später von Pechhold[13]) und von Slama durchgeführten Messungen bestehen darin, daß die DEK einwertiger Elektrolytlösungen in Wasser mit wachsender Konzentration bis zu einem Minimum bei etwa 0,01 norm. Konzentration abnehmen, dann wieder ansteigen. Die Lage und Tiefe des Minimums hängt von der Natur des Elektrolyten ab. Zwei- und mehrwertige Elektrolyte weisen mehrere Minima auf. Der Verlauf läßt sich einerseits durch die Orientierung der Wasserdipole in der Nähe der Elektrolytionen, anderseits durch das Auftreten von Komplexen erklären. Auf nähere Einzelheiten und die Beziehung dieser Untersuchungen zu den Messungen anderer Experimentatoren kann hier aus Mangel an Zeit nicht eingegangen werden.

Literaturübersicht.

1. G. Ettisch und T. Peterfi, Pflügers Archiv **208**, 454, 1925.
2. J. Gicklhorn und K. Umrath, Protoplasma **4**, 223, 1928; A. Dejdar, Zeitschr. f. wissensch. Mikrosk. **46**, 361, 1929.
3. R. Fürth, Physik. Zeitschr. **28**, 607, 1927; Kolloidchem. Beihefte 1929, Sonderheft Elektrostatik in der Biochemie.
4. Vgl. u. a. R. Keller, Die Elektrizität in der Zelle, Mähr. Ostrau 1925; R. Fürth, Erg. d. Physiol. **27**, 864, 1928; Naturw. **16**, 777, 1928.
5. R. Fürth, Koll. Zeitschr. **37**, 200, 1925.
6. J. Gicklhorn, Koll. Zeitschr. **42**, 9, 1927.
7. R. Fürth, Kolloidchem. Beihefte 1929, Sonderheft Elektrostatik in der Biochem., Abderhaldens Handb. der biol. Arbeitsmethoden.
8. R. Fürth, Physik. Zeitschr. **26**, 719, 1925; Koll. Zeitschr. **41**, 300, 1927.
9. E. Ullmann, Zeitschr. f. Phys. **41**, 301, 1927.
10. A. Nistler, Kolloidchem. Beih. 1929, Sonderheft, Elektrostatik in der Biochemie; R. Fürth, Abderhaldens Handb. d. biol. Arbeitsmeth.
11. R. Fürth, Ann. d. Phys. **70**, 63, 1923.
12. R. Fürth und R. Keller, Biochem. Zeitschr. **141**, 18, 1923.
13. R. Fürth, Zeitschr. f. Phys. **22**, 98, 1924; **44**, 256, 1927; R. Pechhold, Ann. d. Phys. **83**, 427, 1927.
14. R. Fürth, Physik. Zeitschr. **25**, 676, 1924.

Diskussion.

Herr Sommerfeld (München): Sind die Färbungen der Bakterien, die für die Medizin so wichtig sind, ebenso elektrischer Natur, wie wir es hier von den Zellen und Wurzelteilen gehört haben? Soll man annehmen, daß der Unterschied zwischen Elektrolyten und z. B. Fettmolekülen letzten Endes auch durch die (allerdings maskierte) Ladung des Elektrolyten bedingt wird?

Herr Fürth: Zur ersten Frage ist zu bemerken, daß bisher eigens hierauf abzielende Untersuchungen nicht vorliegen. Es ist aber wahrscheinlich, daß die Färbung an Bakterien sich ebenso erklären läßt, wie die an anderen biologischen Objekten. Was die zweite Frage betrifft, so ist im Sinne der heutigen Auffassung chemischer Kräfte die Frage wohl zu bejahen.

Herr Keyßner (Ludwigshafen): Es lassen sich durch Anlage von Spannungen durch die Wurzel in die Pflanze Farbstoffe einführen, die normalerweise nicht oder nur schwer aufgenommen werden.

Herr Ladenburg (Berlin): Der Vorgang der Färbung, speziell der Kontrastfärbung in der Wurzel der Pflanze (der Erbse, von der die Rede war), scheint mir nicht ohne weiteres verständlich; da die ganze Wurzel negativ gegen die Umgebung ist und nur relative Potentialdifferenzen zwischen den einzelnen Teilen entstehen, ist eine rein statische Anlagerung der „positiven" Farbstoffteilchen an die relativ negativen Wurzelteile (und umgekehrt) zum Verständnis nicht ausreichend. Mir scheint, daß die in dem System entstehenden elektrischen Ströme eine wesentliche Rolle spielen, und dies kann auch für die Deutung der so schönen, fundamentalen Versuche, von denen wir hier gehört haben, und für die Schlüsse die man aus ihnen zieht, von Bedeutung sein.

Herr Gicklhorn: Der Vorgang der Färbung erfordert begreiflicherweise eine bestimmte Zeit, da der Farbstoff durch Diffusion an das Gewebe gebracht wird und durch bisher nicht näher analysierte Vorgänge lokal im Gewebe gespeichert wird. Die Zeit und ebenso die Konzentration muß empirisch ermittelt werden. Unter diesen Bedingungen färben sich tatsächlich die Stellen des höchsten Potentials zuerst und am stärksten, während die übrigen benachbarten Gewebepartien sich viel später färben. Der im Vortrag besprochene Fall setzt voraus, daß der Versuch rechtzeitig unterbrochen wird. Die Negativität der ganzen Wurzel bedeutet durchaus nicht, daß alle ihre Teile, insbesondere jenseits der mikroskopisch wahrnehmbaren Grenzen, nur negative Ladungen haben. Man muß vielmehr annehmen,

daß dazwischen auch positive Orte vorhanden sind, welche die Eintrittspforten für die entgegengesetzt geladenen Partikel bilden.

Herr Rumpf (Graz): In Anbetracht der Wichtigkeit dieser Fragen möchte ich mir erlauben darauf hinzuweisen, daß vor kurzer Zeit in Graz eine Dissertation abgeschlossen wurde, in welcher, angeregt durch die schönen Diffusionsversuche des Herrn Fürth ein etwas vereinfachter Apparat ausgearbeitet worden ist. Die Arbeit wird im wesentlichen wahrscheinlich in den „Annalen" publiziert werden.

Herr Wolfke (Warschau): 1. Wird die Ladung in dem Färbungsversuch in der Flüssigkeit im Strom allein durch die Teilchen getragen? — es müßten dann die Teilchen enorme Ladungen besitzen.

2. Sollte man die an der Zelle gemessenen Potentialunterschiede nicht als durch E.M.K. von Konzentrationsketten verursacht auffassen?

Herr Fürth: Beim Stromdurchgang durch eine Farbstofflösung wird der Ladungstransport keineswegs durch die Farbstoffpartikel allein bewirkt, da stets außer denselben noch sehr viele freie Ionen beiderlei Vorzeichens in der Lösung vorhanden sind, die an Zahl die der Farbpartikel um Größenordnungen übertreffen. Die Ladung der Teilchen ist also in durchaus normalen Grenzen.

Durch welche Ursachen die gemessenen Zellpotentiale hervorgerufen sind, können wir derzeit nicht sagen, es ist wenig wahrscheinlich, daß sie allein in den E. M. K. von Konzentrationsketten zu suchen wären.

Herr Schottky (Berlin): Ich möchte mir erlauben, zu der Berechnung der Teilchengröße kolloidaler Teilchen aus deren Diffusionsgeschwindigkeit eine Bemerkung zu machen. Die Aufgabe zerfällt in zwei Teile; einmal muß die wahre Diffusionskonstante der betreffenden Teilchen bestimmt werden, und sodann muß man aus dieser Diffusionskonstante und der bekannten Zähigkeit der betreffenden Flüssigkeit nach einer der hierfür anwendbaren Formeln den Radius der Teilchen berechnen. Ich fürchte nun, daß das von dem Herrn Vortragenden angegebene Verfahren den ersten Teil dieser Aufgabe nicht in allgemein zulässiger Weise löst, d. h. die beobachtete Diffusionsgeschwindigkeit der Farbteilchen gibt nicht die wahre, zur Bestimmung des Radius auszuwertende Diffusionskonstante, sondern etwas anderes, und zwar deshalb, weil die kolloidalen Teilchen, hier die Farbkörperchen, bekanntlich eine mehrfache elektrische Ladung tragen. Das hat aber zur Folge, daß jedem kolloidalen Teilchen eine Anzahl von entgegengesetzt geladenen freien Ionen in der Flüssigkeit zugeordnet ist, die sich, wegen der sonst auftretenden erheblichen Raumladungen, nicht weit von dem Mutterteilchen entfernen können. Vielmehr ist durch die elektrischen Kräfte ein so enger Zusammenhalt zwischen Mutterteilchen und kompensierenden Ionen bedingt, daß das eine sich nicht ohne die andern bewegen kann. Für den Diffusionsvorgang gibt das einen ähnlichen Effekt, als ob einem schwer beweglichen Fahrzeug zahlreiche Pferdchen vorgespannt wären, die eine große Beweglichkeit und jedes für sich den gleichen Fortschreitungsimpuls haben wie das fortzubewegende Fahrzeug selbst. Dadurch kommt eine scheinbare Diffusionskonstante des trägen Teilchens zustande, die, bei großer Beweglichkeit der freien Ionen, etwa im Verhältnis der zu einem Gespann im ganzen gehörenden freien Teilchen größer ist als die natürliche Diffusionskonstante des Kolloidteilchens. Ich glaube also, daß man zu einer richtigen Berechnung der wahren Diffusionskonstante aus der zunächst beobachteten „ambipolaren" Diffusionskonstante nur kommt, wenn man die Zahl und Beweglichkeit der kompensierenden freien Ionen für jedes Teilchen kennt, eine Zahl, die wahrscheinlich durch die bekannten elektrolytischen Einflüsse erheblich geändert werden kann, ohne daß die Teilchengröße in Wirklichkeit verändert wird.

Herr Fürth: Die Überlegung von Herrn Schottky, die auf eine bekannte Verallgemeinerung der Formel von Nernst über den Diffusionskoeffizienten von Elektrolyten hinausläuft, gilt nur dann, wenn sich in der Lösung außer den zu beobachtenden Farbstoffteilchen und den ihnen zugeordneten freien Ionen keine anderen Ladungsträger befinden. In der Tat muß z. B. bei iondispersen Farbstoffen die Auswertung der Diffusionsbeobachtungen nach der verallgemeinerten Nernstschen Formel vorgenommen werden. Bei kolloiddispersen Lösungen jedoch ist stets außer den beiden oben erwähnten Sorten von Ladungsträgern noch eine große Zahl von positiven und negativen Ionen vorhanden, die die Zahl der ersteren um Größenordnungen übertreffen, was sich in der relativ hohen Leitfähigkeit dieser Lösungen bemerkbar macht (vgl. die Antwort auf die Diskussionsbemerkung von Herrn Wolfke). Man kann sich leicht überlegen, daß in diesem Falle der von Herrn Schottky hervorgehobene Effekt nicht eintritt, und daß dann die Farbstoffpartikel genau so diffundieren werden, als ob sie keine Ladung tragen würden. Es gibt auch eine Reihe von Versuchen, wo durch gleichzeitige, direkte Messung der Teilchengrößen und der Diffusion die Gültigkeit der Einsteinschen Formel auch für geladene Teilchen bewiesen werden konnte. Die Auswertung der Diffusionsmessungen nach unserem Verfahren ist also auch bei geladenen, kolloiden Farbstofflösungen berechtigt.

Rud. Suhrmann (Breslau), Quantitative Untersuchungen im Absorptionsspektrum des Blutes und seiner Bestandteile.

Bei der Einwirkung des Sonnenlichtes auf den lebenden Organismus handelt es sich letzten Endes um die Auslösung photophysikalischer (z. B. Temperaturerhöhung) und photochemischer Vorgänge, die mit der Absorption der auftreffenden Strahlung durch die ihr entgegentretenden Substanzen aufs engste verknüpft sind. Es ist daher für die Beurteilung der Lichteinwirkung auf den Organismus unerläßlich, die spektrale Verteilung der Lichtabsorption durch die in Betracht kommenden Substanzen zu kennen, und zwar quantitativ, da wir nur auf diese Weise ein Bild für die Wirksamkeit bestimmter Spektralgebiete gewinnen können.

Eine der wesentlichsten strahlenabsorbierenden Substanzen ist bei den höheren Tieren das aus den Blutkörperchen und dem Plasma bestehende Blut, das die Haut in feinen Kapillaren durchdringt, in denen sich die Blutkörperchen von etwa 7,8 μ mittlerem Durchmesser gerade noch hindurchschieben können. Ich habe daher gemeinsam mit meinem medizinischen Mitarbeiter, Herrn Kollath vom hygienischen Institut der Universität Breslau, die Absorptionsspektren der beiden Blutbestandteile im Sichtbaren und im Quarzultraviolett quantitativ untersucht und gefunden, daß nicht nur die Lage der vorhandenen Banden, sondern auch die Stärke der Absorption bei gesunden Menschen und Tieren weitgehend konstant ist. Dagegen stellte es sich heraus, daß bei gewissen Krankheiten charakteristische Änderungen der Extinktion auftreten, daß man also die Spektralanalyse des Blutes zur Erforschung von Krankheiten, vielleicht auch zu diagnostischen Zwecken verwenden kann. Über die Ergebnisse unserer Untersuchungen, die in mehreren Arbeiten[1]) niedergelegt sind, will ich im folgenden zusammenfassend berichten.

Da die Bestandteile des Blutes durch zu große Lichtintensität leicht verändert werden, benutzten wir eine mit minimalen Lichtmengen arbeitende lichtelektrische Absorptionsapparatur (Fig. 1), bei der das Licht einer Quarzquecksilberlampe L zunächst in einem Quarzdoppelmonochromator M spektral zerlegt wird und dann als paralleles einfarbiges Strahlenbündel entweder durch einen Quarztrog T mit der zu untersuchenden Blutlösung, oder durch einen gleichen Trog mit der als Lösungsmittel dienenden Vergleichslösung fällt und darauf in eine Photozelle Z gelangt. Als Maß für die Lichtintensität wird die Aufladegeschwindigkeit eines hochempfindlichen Fadenelektrometers benutzt, so daß eine Absorptionsmessung auf zwei Stoppuhrablesungen zurückgeführt ist.

Die von uns verwendete Photozelle wurde von mir für den vorliegenden Zweck besonders konstruiert. Sie arbeitet vollkommen störungsfrei und vermag sowohl die langwellige rote, als die kurzwellige ultraviolette Strahlung anzuzeigen; ihre Empfindlichkeit wächst von langen zu kurzen Wellen kontinuierlich an, weist also kein spektrales Maximum auf.

Ist J_0 die Intensität des durch die Vergleichslösung gelangten ungeschwächten Strahles, J die Intensität des durch die zu untersuchende Lösung geschwächten Strahles, so ist nach dem Beerschen Gesetz

$$\log \frac{J_0}{J} = a \cdot d = \varepsilon \cdot c \cdot d ,$$

wobei c die Konzentration, d die Schichtdicke und ε den Extinktionskoeffizient, eine bei einer bestimmten Substanz für eine bestimmte Wellenlänge gültige Konstante bedeutet; $a = \varepsilon \cdot c$ wird als Absorptionskonstante bezeichnet und ist naturgemäß von der Konzentration der Lösung abhängig, während ε, soweit das Beersche Gesetz gilt, von der Konzentration nicht beeinflußt wird. Wir haben uns davon überzeugt, daß das Beersche Gesetz in dem benutzten Konzentrationsgebiet erfüllt ist, wenn man die Konzentration der Plasmalösungen im Verhältnis 1:10, die der Blutkörperchenlösungen im Verhältnis 1:5 ändert.

Dabei ist allerdings vorausgesetzt, daß die Lösungen in richtiger Weise hergestellt werden, was uns beim Plasma erst nach längerem Bemühen gelang. Das Blut wird morgens nüchtern entnommen, bei Menschen aus der Vene der Ellenbogenbeuge, bei Ratten durch Herzpunktion. Man muß dazu eine gründlich gereinigte, sterile und völlig trockene Spritze verwenden und, um die Gerinnung zu vermeiden, eine genau abgemessene Menge des noch ungeronnenen Blutes (10 ccm) unmittelbar nach der Entnahme in eine genau abgemessene Menge 4 proz. Natriumzitratlösung (1 ccm) einfließen lassen. Mit einer geringen Menge des Blutzitratgemisches bestimmt man das Volumenverhältnis von Blutkörperchen zu Zitratplasma den „Hämatokritenwert", währenddem trennt man durch Zentrifugieren Blutkörperchen und Plasma voneinan-

[1]) R. Suhrmann u. W. Kollath: Biochem. Zeitschr. **184**, 216, 1927; Strahlentherapie **27**, 572, 1928; ebd. **30**, 145, 1928; ebd. **32**, 389, 1929. In diesen Arbeiten auch Literaturangaben. — Bei diesen Untersuchungen unterstützte uns die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in großzügiger Weise, wofür wir ihr auch an dieser Stelle verbindlichst danken möchten.

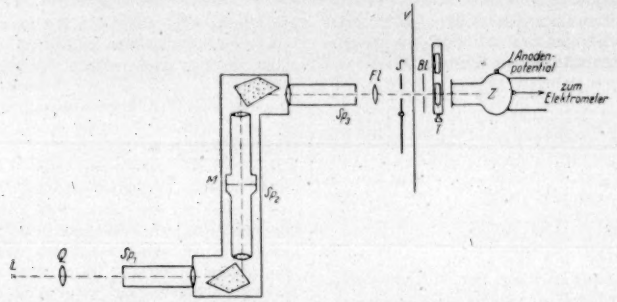


Fig. 1. Schematische Abbildung der Meßapparatur.

der, hebert das Plasma ab und stellt unter Benutzung einer 0,85 proz. Kochsalzlösung die gewünschte Verdünnung her, wobei der Zitratzusatz und der Hämatokritenwert natürlich zu berücksichtigen sind. Die Vergleichslösung wird in analoger Weise mit destilliertem Wasser und Zitrat erhalten. Das Plasma vollkommen unverdünnt zu messen, ist leider kaum möglich, da hierzu Tröge mit Schichtdicken von 10—40 μ erforderlich wären, die wiederum in einem Flächenbereich von etwa 30 qmm Abweichungen von nur 0,5 Proz. aufweisen dürften.

Die im Zentrifugierröhrchen zurückgebliebenen Blutkörperchen werden mit Kochsalzlösung öfters gewaschen und jedesmal abzentrifugiert. Darauf gibt man eine abgemessene Menge des Blutkörperchenbreies in einen Meßkolben mit mehrfach[1]) destilliertem Wasser und läßt sie hämolysieren. Der Kolben wird auf die gewünschte Konzentration aufgefüllt. Unmittelbar vor dem Einfüllen in den Absorptionstrog muß man die Lösung gut durchschütteln, um das Oxyhämoglobinspektrum zu erhalten. Außerdem ist es notwendig, zu Anfang und zu Ende einer Blutkörperchen- sowohl als einer Plasmameßreihe eine Kontrollmessung bei einer bestimmten Wellenlänge vorzunehmen, um festzustellen, ob sich die Lösung während der Aufnahme der Meßreihe nicht verändert hat.

In gewissen Fällen ist es zweckmäßig, das Blutserum an Stelle des Plasmas zu untersuchen. Man zentrifugiert dann das frisch entnommene Blut noch vor der Gerinnung, löst das Fibrinnetz mit den Blutplättchen mittels einer Platinnadel und zentrifugiert abermals. Dann legt sich das Netz wie eine abschließende Membran auf die Blutkörperchenschicht und das Serum kann völlig ungetrübt herausgehebert werden.

1) Unter Beachtung der für Absorptionsmessungen üblichen Maßnahmen.

Schließlich ist noch zu erwähnen, daß sämtliche Manipulationen steril vorzunehmen sind, da zahlreiche Saprophyten die Eigenschaft besitzen, den Blutfarbstoff zu verändern, oder die Eiweißbestandteile durch peptonisierende Fermente anzugreifen.

Während die in der beschriebenen Weise hergestellten Plasmalösungen bei genügender Verdünnung ($c = 0{,}01$)[1]) weitgehend frei von Trübungen sind, enthält die Blutkörperchenlösung noch die Leukozyten und die „Stromata", die Blutkörperchenschatten, weist also ein schwaches Tyndallphänomen auf. Trotzdem kann man mit ihr gut reproduzierbare Absorptionsmessungen

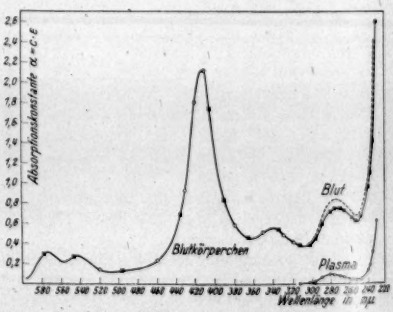


Fig. 2. Absorptionskurve einer Blutkörperchenlösung ($c = 0{,}001$) und einer Plasmalösung ($c = 0{,}00158$); Konzentrationsverhältnis beider Lösungen wie im menschlichen Blute $\left(\frac{\text{Blutk.}}{\text{Pl.}} = \frac{42}{58}\right)$.

ausführen und das Beersche Gesetz in einem Konzentrationsintervall von etwa 1:5 anwenden, falls man bei genügender Verdünnung ($c = 0{,}001$) arbeitet.

1) Die Konzentrationsangaben beziehen sich auf unverdünntes Plasma bzw. unverdünnte Blutkörperchen gleich 1.

Das auf die geschilderte Weise erhaltene Absorptionsspektrum des menschlichen Blutes von 600 bis 230 $m\mu$[1]) gibt Fig. 2 wieder. Die beiden ausgezogenen Kurven beziehen sich auf eine Blutkörperchen- und eine Plasmalösung, deren Konzentrationen im gleichen Verhältnis stehen, wie Blutkörperchen und Plasma in dem untersuchten Blute. Addiert man die Plasmakurve zur Blutkörperchenkurve, so erhält man also die Absorptionskurve des Gesamtblutes, in der Verdünnung $c = 0{,}00238$, wie durch die gestrichelte Kurve angedeutet ist. Man sieht, daß im sichtbaren und im langwelligen UV die Blutkörperchen bei weitem am meisten absorbieren, das Plasma macht sich erst von 300 $m\mu$ ab bemerkbar. Die beiden für die Farbe des Blutes maßgebenden Maxima im Gelben (577 $m\mu$) und Gelbgrünen (542 $m\mu$) treten gegenüber dem an der Grenze des Violett bei 413 $m\mu$[2]) gelegenen und den im Ultraviolett bei 340 $m\mu$ und 280 $m\mu$ gefundenen an Intensität weit zurück. Das Blut vermag also gerade die im Verhältnis schwache, aber für den Organismus wichtige Sonnenultraviolettstrahlung kräftig in sich aufzunehmen.

Noch deutlicher wird dies durch folgende Betrachtung. Wie ich erwähnt habe, befinden sich in der tierischen Haut feine Kapillaren, durch welche sich die Blutkörperchen einzeln mit Plasmazwischenräumen oder in Reihen — die ungefähr linsenförmigen Blutkörperchen mit der Breitseite aneinandergereiht — hindurchschieben. Da die Blutkörperchen alle Lagen einnehmen können, dürfen wir mit einem mittleren Durchmesser der in einer Kapillare dem Lichte entgegentretenden Blutkörperchen von 7,8 μ Dicke rechnen. Aus der Absorptionskurve der Blutkörperchenlösung läßt sich nun in guter Annäherung berechnen, daß eine solche Schicht im Roten (680 $m\mu$) nur 5 Proz., im Violetten (413 $m\mu$) dagegen 98 Proz. und an der Grenze des Sonnenultraviolett (300 $m\mu$) 46 Proz. des auffallenden Lichtes wegnimmt. Die langwellige rote Strahlung dringt also verhältnismäßig tief in den Organismus ein. Dagegen geht der Absorptionsprozeß der kurzwelligen Strahlung durch das Blut offenbar in ganz geringer Tiefe der Haut vor sich. Man wird deshalb eine erhöhte therapeutische Wirkung erzielen, wenn man während der Strahlenbehandlung für eine gute Durchblutung der Haut sorgt. Hierdurch wird zugleich der photochemische Umsatz vergrößert, da in der Zeiteinheit eine größere Anzahl von Blutkörperchen, bzw. eine größere Menge Plasma der heilenden Strahlung ausgesetzt sind.

Wir haben nun unsere Messungen auf Menschen verschiedenen Geschlechtes und Alters, sowie auf Ratten und Meerschweinchen[1]) ausgedehnt. Dabei zeigte es sich, daß bei gesunden Individuen der gleichen Art, des gleichen Alters und Geschlechtes eine weitgehende Übereinstimmung der Werte zu beobachten ist. Die sichtbaren, die violette, sowie die bei 340 $m\mu$ gelegene ultraviolette Absorptionsbande konnten wir bei allen untersuchten gesunden Individuen sogar innerhalb

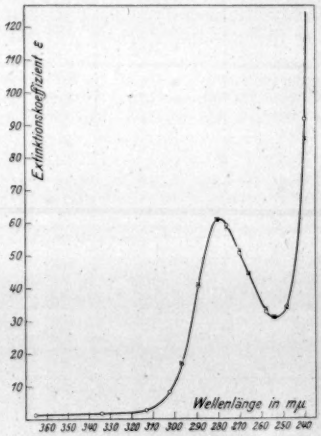


Fig. 3. Extinktionskoeffizienten des menschlichen Serums: —o—o— gesunder dunkelhaariger Mann; × gesunder blonder Mann.

weniger Promille gleichzeitig zur Deckung bringen. Diese Banden gehören offenbar dem in allen Fällen gleichen eigentlichen Blutfarbstoff an. Die Unterschiede der Kurven mehrerer Männer (dunkelhaariger und blonder) lagen von 300 bis etwa 240 $m\mu$ innerhalb der Versuchsfehler (falls die violette Bande zur Deckung gebracht war). Bei Mann und Frau

1) Von 600 bis 500 $m\mu$ ist die Kurve nach den nur im Sichtbaren vorgenommenen Messungen von J. Strub, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **24**, 97 1926, dehnen sich unsere Werte gut anschließen, ergänzt. Die mit ⊗ bezeichneten Punkte wurden mit Hg-Linien, die mit ○ bezeichneten mittels des kontinuierlichen Spektrums erhalten. Im letzteren Falle bedienten wir uns der von G. Gehlhoff angegebenen (Zeitschr. f. techn. Phys. **1**, 10, 228, 1920) Wolframlampe mit Quarzfenster, die uns Herr Prof. Gehlhoff freundlichst zur Verfügung stellte; wir möchten ihm hierfür auch an dieser Stelle herzlich danken.

2) O. Schumm, Im Handb. d. Biolog. Arbeitsmethoden, Abt. 4; 3. Teil, 1. Hälfte; S. 116 ff.

1) Ratten und Meerschweinchen, weil diese zu tierexperimentellen Erkrankungen benutzt werden.

wiesen die Kurven erst von etwa 260 $m\mu$ ab größere Abweichungen (mehrere Proz.) auf. Bei Mann und Knabe hingegen traten Unterschiede der Blutkörperchenkurven von einigen Prozenten bereits unterhalb von 300 $m\mu$ auf und erlangten unterhalb von 250 $m\mu$ Werte von etwa 10 Proz.

Tabelle I.

Absorptionskonstanten α der Blutkörperchenlösung eines Menschen (blonder Mann) und einer Ratte, letztere bezogen auf gleichen Gehalt an Blutfarbstoff.

Wellenlänge λ in m μ	Mensch $c = 0{,}001$	Ratte $c = 0{,}0012$
577,9	0,2938	—
546,1	0,2652	—
496,0	0,1308	—
435,8	0,688	0,688
404,7	1,735	1,737
390,7	0,830	0,827
365,5	0,463	0,470
334,1	0,543	0,544
313,2	0,3878	0,411
302,2	0,3895	0,418
296,7	0,451	0,474
289,3	0,600	0,629
280,3	0,715	0,770
276,0	0,747	0,786
269,9	0,750	0,811
265,5	0,728	0,811
257,6	0,657	0,723
254,0	0,626	0,733
248,2	0,671	0,754
239,9	0,945	1,130
237,8	1,037	1,323
234,5	1,378	1,887
230,0	2,599	—

Tabelle II.

Extinktionskoeffizienten ε des menschlichen Serums.

Wellenlänge λ in m μ	1. Versuchsperson Dunkelhaar. Mann	2. Versuchsperson Blonder Mann	Unterschied in Proz.
365,5	1,31	—	—
334,1	1,66	—	—
313,2	2,54	—	—
302,2	8,07	—	—
296,7	16,85	16,70	0,9
289,3	40,40	41,03	1,5
280,3	60,77	60,81	0,07
276,0	59,26	58,58	1,1
269,9	50,59	51,52	1,8
265,5	44,31	44,25	0,1
257,6	32,55	33,66	3,3
254,0	30,97	31,04	0,2
248,2	34,07	33,63	1,3
239,9	91,69	85,83	6,5
237,8	135,1	—	—
234,5	229,0	—	—

Unterhalb von 300 $m\mu$ begannen auch die Verschiedenheiten der Kurven von Mensch und Ratte. Offenbar machen sich von da ab die in verschiedenen Lebensaltern bei verschiedenen Konstitutionen, Geschlechtern, Rassen usw., sowie bei verschiedenen Tierarten vorhandenen Abweichungen in der Zusammensetzung der Blutkörperchen bezüglich der Eiweiß- und der Lipoidbestandteile bemerkbar. In Tab. I sind die mit den Blutkörperchenlösungen eines gesunden blonden Mannes und einer gesunden Ratte erhaltenen Werte der Absorptionskonstanten in Abhängigkeit von der Wellenlänge eingetragen.

Fig. 3 (Tab. II) enthält die Extinktionskoeffizienten des menschlichen Serums, und zwar sind außer den bei einem gesunden dunkelhaarigen Manne gefundenen Werten auch die für einen gesunden blonden Mann erhaltenen Werte eingetragen. Man sieht, daß die Abweichungen sehr gering sind, erst bei 240 $m\mu$ erreichen sie einige Prozent. Fig. 4 zeigt die

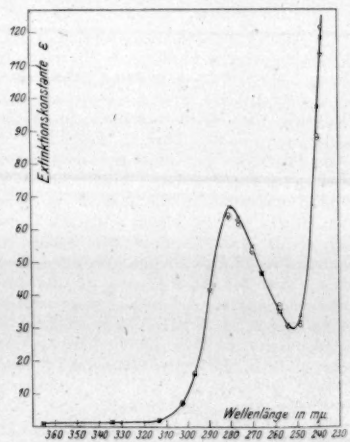


Fig. 4. Extinktionskoeffizienten des menschlichen Plasmas: —×—×—×— gesunder blonder Knabe; ▽ kränklicher blonder Knabe; o gesunde dunkelhaarige Frau.

Größe der Abweichungen des Plasmas eines gesunden blonden Knaben (ausgezogene Kurve und ×), eines kränklichen blonden Knaben (▽) und einer gesunden dunkelhaarigen Frau (o). Bei Verschiedenheit des Alters, des Geschlechtes und der Konstitution treten also bereits in der Gegend des Absorptionsmaximums des Plasmas (280 $m\mu$) Abweichungen von mehreren Prozenten

auf. Die Extinktionskoeffizienten der Frau und des gesunden Knaben sind in Tab. III enthalten.

Tabelle III.

Extinktionskoeffizienten ε des Plasmas einer Frau und eines Knaben.

Wellenlänge λ in m μ	Frau (dunkelhaarig)	Knabe (blond)
365,5	1,014	0,956
334,1	1,399	1,330
313,2	2,151	2,133
302,2	7,54	7,49
296,7	16,53	15,98
289,3	41,6	41,2
280,3	64,6	66,9
276,0	61,5	63,7
269,9	53,95	54,9
265,5	46,5	46,4
257,6	37,30	35,15
254,0	30,47	31,17
248,2	30,83	33,75
239,9	88,4	97,0
237,8	121,1	118,0
234,5	213,2	216,4
230,0	422	453

Die Übereinstimmung der an gesundem Blut der gleichen Tierart erhaltenen Kurven ließ es lohnend erscheinen, die Absorptionsspektralanalyse auch auf kranke Tiere und Menschen anzuwenden, da anzunehmen war, daß bei gewissen Krankheiten charakteristische Unterschiede in den Spektren der Blutkörperchen

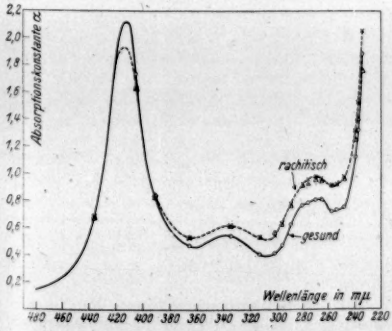


Fig. 5. Absorptionskurve der Blutkörperchenlösung ($c = 0{,}0012$) einer gesunden Ratte: o–o–o–; Absorptionskurve der Blutkörperchenlösung zweier an Rachitis erkrankter Ratten: --x--x--x-- und --△--△--△--.

und des Plasmas auftreten würden, die zur näheren Erforschung dieser Krankheiten herangezogen werden könnten.

Als erste Gruppe von Krankheiten wurden die Avitaminosen untersucht[1]), die durch mangelhafte Ernährung hervorgerufen werden und die man experimentell an Tieren erzeugen kann. Durch Lichtbestrahlung ist bei ihnen zum Teil eine Änderung des Krankheitsbildes zu erzielen. In allen Fällen zeigten sich beträchtliche und charakteristische Änderungen entweder bei den Blutkörperchen oder im Plasma oder bei beiden Blutbestandteilen. Als Beispiele seien hier die Ergebnisse an Rachitis und an Xerophthalmie angeführt.

Fig. 5 gibt die Blutkörperchenkurve einer gesunden und einer an Rachitis erkrankten Ratte wieder. Um die Unterschiede deutlicher hervortreten zu lassen, sind die Kurven bei $\lambda = 435{,}8\ m\mu$ und $390{,}7\ m\mu$ durch Multiplikation der Absorptionskonstanten der rachitischen Ratte mit dem Faktor 1,104 zur Deckung gebracht worden. Außerdem sind die an einer zweiten rachitischen Ratte erhaltenen Absorptionskonstanten (nachdem sie bei 435,8 und 390,7 $m\mu$ zur Deckung gebracht wurden) in die Figur eingetragen (△). Man sieht, daß die Abweichungen von den Werten der gesunden Ratte bei beiden kranken Ratten im gleichen Sinne liegen, daß sie also charakteristisch für die Art der Erkrankung sind. Es liegt eine schwere Schädigung der Blutkörperchen vor, und zwar ist der Blutfarbstoff selbst beim kranken Tier chemisch verändert, denn die violette Absorptionsbande läßt sich nicht zur Deckung bringen. Die rachitische Anämie ist also bei der Rattenrachitis kein einfacher Hämoglobinmangel sondern eine Veränderung des Blutfarbstoffes, vielleicht in dem Sinne, daß ein normalerweise nicht vorhandenes Derivat des Blutfarbstoffes auftritt.

Auch das Plasma erscheint zunächst stark verändert (Fig. 6). Bei näherer Untersuchung der Plasmakurven ergibt sich jedoch, daß hier hauptsächlich nur eine Konzentrationsänderung der im Ultraviolett absorbierenden Bestandteile vorliegt. Trägt man nämlich die Differenzen der Logarithmen der gemessenen Extinktionskoeffizienten von normalem und krankem Plasma mit ihren Meßfehlern als Ordinaten auf (Fig. 7), so erkennt man, daß die Differenzen nur relativ wenig voneinander abweichen, was einer Konzentrationsänderung entspricht. Dies stimmt mit den chemischen Befunden überein, die bei Rachitis keine Änderung der Lipoide, sondern nur Mineralveränderungen, welche die Lichtabsorption offenbar nicht beeinflussen, ergeben haben.

1) An dieser Untersuchung war Prof. Leichtentritt, Breslau, beteiligt.

Bei der Xerophthalmie hingegen weisen die Differenzwerte der Plasmakurven einen deutlichen Gang auf, welcher zeigt, daß das Plasma bei dieser Krankheit eine Änderung in der Zusammensetzung der absorbierenden Bestandteile erfährt. Die Blutkörperchenkurven

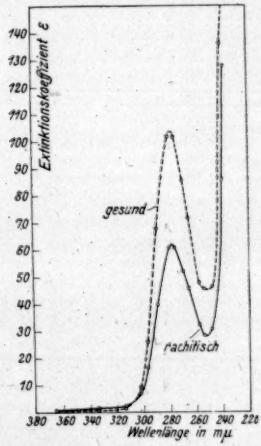


Fig. 6. Extinktionskoeffizienten des Plasmas einer gesunden und einer an Rachitis erkrankten Ratte.

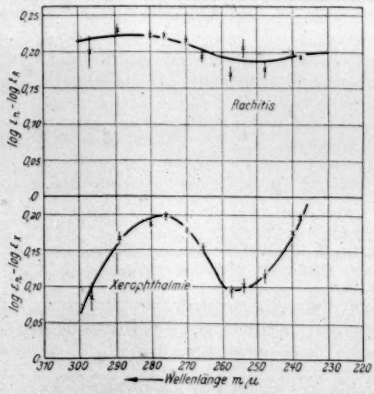


Fig. 7. Logarithmische Differenzkurven der Extinktionskoeffizienten von gesundem und krankem Rattenplasma bei Rachitis und Xerophthalmie.

jedoch lassen sich weitgehend zur Deckung bringen (Fig. 8), sie sind also bei der Xerophthalmie nicht krankhaft verändert.

Die Beispiele dürften gezeigt haben, daß mit der Anwendung der quantitativen Absorptionsspektroskopie auf das Blut ein neuer Weg für die Krankheitsforschung insofern gewiesen ist, als durch sie Hinweise auf bestimmte Bestandteile oder Gruppen von Bestandteilen der Blutkörperchen und des Blutplasmas, die durch die Krankheit eine Änderung erfahren haben, gegeben werden.

Man darf allerdings nicht außer acht lassen, daß das Blutplasma chemisch sehr kompliziert zusammengesetzt ist und sich im gleichen Spektralgebiet die Absorptionskurven verschiedener chemischer Körper überlagern. Es ist daher

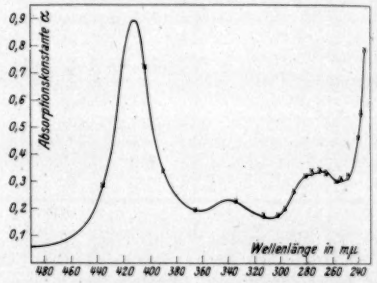


Fig. 8. Absorptionskurve der Blutkörperchenlösung einer gesunden Ratte ($c = 0{,}0005$): —o—o—o—; Absorptionskonstanten der Blutkörperchenlösung einer an Xerophthalmie erkrankten Ratte: ×.

zumeist schwierig, anzugeben, welcher chemische Körper im Plasma neu hinzugetreten oder verschwunden ist; es sei denn, daß der neu hinzugetretene Körper in einem Spektralgebiet kräftige Absorptionsbanden besitzt, in welchem das Plasma nur schwach absorbiert, also von 300 $m\mu$ an aufwärts. So könnte z. B. Hämatin im Blutserum leicht quantitativ nachgewiesen werden[1]). Ein großer Vorteil der quantitativen Absorptionsspektroskopie liegt gegenüber den chemischen Methoden vor allem darin, daß nur sehr geringe Mengen Blut (oder anderer Körperflüssigkeiten) erforderlich sind, die für die chemische Analyse bei weitem nicht ausreichen würden.

Bei den Blutkörperchen liegen die Verhältnisse gegenüber dem Plasma insofern günstiger, als man deren Absorptionskurven bei unverändertem Blutfarbstoff für die violette Bande zur Deckung bringen kann und nun die Farbstoffkurve von der Blutkörperchenkurve abzuziehen

1) Das Gleiche gilt auch für andere Körperflüssigkeiten, wie Harn, der bei gewissen Krankheiten Derivate des Blutfarbstoffes, wie Porphyrin und Methämoglobin enthalten kann.

vermag. Ist dies nicht möglich, ist also der Farbstoff krankhaft verändert, so ist das auch ein wichtiger Befund.

Man darf also nicht erwarten, daß künftig an Stelle jeder anderen Untersuchung des Erkrankten nur die Aufnahme seines Blutspektrums erforderlich ist, um die Diagnose stellen zu können. Die quantitative Blutspektralanalyse wird vielmehr in solchen Fällen am Platze sein, wo ähnliche Symptome bei mehreren Krankheiten auftreten und keine Möglichkeit besteht, zu entscheiden, welche Krankheit tatsächlich vorliegt. Die quantitative spektrale Blutuntersuchung kann dann vielleicht die Entscheidung liefern.

Diskussion.

Herr Eggert (Leipzig): Besteht ein Zusammenhang zwischen den vom Herrn Vortragenden gezeigten Absorptionskurven des Blutes und den Lichtempfindlichkeitskurven der menschlichen Haut, die Haußer und Mitarbeiter aufgenommen haben? Die Absorptionsbande des roten Blutfarbstoffes im Blauviolett scheint offenbar für die Lichtwirkung auf die Haut nicht in Betracht zu kommen.

Herr Suhrmann: Ein deutlicher Zusammenhang läßt sich zwischen der Erythemkurve von Haußer und Yahle und der Plasmaabsorptionskurve feststellen. Dort wo der Anstieg der letzteren beginnt, überschreitet die Erythemkurve ein Maximum, erreicht ein Minimum an genau der gleichen Stelle, an der das Maximum der Plasmakurve liegt bei 280 $m\mu$, steigt mit abnehmender Plasmaabsorption an und besitzt ein Maximum an der Stelle des Minimums der Plasmaabsorption bei etwa 253 $m\mu$. Dieser Zusammenhang ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß das Plasma oder dem Plasma ähnliche Substanzen das Eindringen der kurzwelligen Strahlung ($\lambda < 295\ m\mu$) an die Stellen der Erythemwirkung beeinträchtigen und dadurch die Erythemwirkung selbst herabsetzen. Durch die violette Blutbande wird die Erythemwirkung sicher nicht direkt beeinflußt; jedoch ist eine photochemische Wirkung auf den Organismus durch Vermittlung dieser Absorptionsbande wohl möglich.

Herr Lichtenecker (Reichenberg): Wurden die Versuche auch ausgedehnt auf Vergleichspersonen, die vor Sonnenstrahlung geschützt, beziehungsweise ihr stark ausgesetzt waren, um auffällige durch die Insolation hervorgerufene Änderungen im Blut festzustellen?

Herr Suhrmann: Wir beabsichtigten zuerst solche Versuche auszuführen, kamen jedoch später wieder davon ab, weil wohl anzunehmen ist, daß etwaige im Blute selbst bei der Bestrahlung vor sich gegangene Änderungen bis zur Ausführung der Messung wieder zurückgegangen sind.

Frau Dr. Marie Anna Schirmann (Wien): Ich möchte mir zu dem Thema die Frage erlauben, ob bis jetzt in der diesbezüglichen experimentellen Biologie bei vergleichenden Beobachtungen des Einflusses ultravioletten Lichtes z. B. auf verschieden stark rachitische Ratten, die erwähnte Veränderung des Blutes und des Plasmas bezüglich seiner geänderten ultravioletten Absorptionsfähigkeit auch berücksichtigt wird? Soweit mir bekannt, ist dies bisher nicht der Fall und es liegt dann darin sicherlich bei den genannten Vergleichsbeobachtungen eine nicht zu unterschätzende Fehlerquelle.

Herr Suhrmann: Dies ist bisher noch nicht geschehen. Es dürfte sich aber lohnen bei Bestrahlungsversuchen an rachitischen Ratten deren Blutkörperchenabsorptionskurve zu verfolgen. Man könnte den Heilungsprozeß auf diese Weise vielleicht quantitativ beobachten; zumal für die Untersuchung der Blutkörperchenkurve nur wenige Tropfen Blut erforderlich sind.

K. W. Meißner (Frankfurt a. M.), Ein Interferometer zur Untersuchung von Wachstumsvorgängen.

Zur Untersuchung von Wachstumsvorgängen an Pflanzen sind bisher verschiedene Methoden angewendet worden, die entweder nach dem Prinzip des Kathetometers durch direktes Anvisieren eines Pflanzenteiles arbeiten (optische Vergrößerung) oder die Dimensionsänderung unter Anwendung von Hebelvorrichtungen, Drehspiegel und Lichtzeiger mechanisch-optisch vergrößert zur Wahrnehmung bringen; eine andere, sehr empfindliche Methode läßt sich auf die Verwendung des Whiddingtonschen Schwebungskondensators gründen.

Es liegt nahe, für die genannten Untersuchungen das interferometrische Meßprinzip zu verwenden, da die in Betracht kommenden Wachstumsgeschwindigkeitsgrößen in der Größenordnung von 1 μ/sec liegen.

Im folgenden soll ein Instrument beschrieben werden, das sich durch seine Konstruktion und die Verwendung der interferometrischen Methode zur genauen Messung von Dimensionsänderungen an Körpern überhaupt (als Dilatometer), im besonderen aber zur Untersuchung von Wachstumsvorgängen an Pflanzen eignet. Hauptwert wird dabei auf die Beschreibung der Wirkungsweise und des Baus dieses neuen Hilfsmittels gelegt;

über Ergebnisse der ersten Untersuchung an Pflanzen, die der Botaniker Prof. Laibach in Frankfurt a. M. seit zwei Jahren mit Erfolg durchgeführt hat, wird dieser selbst an anderer Stelle ausführlich berichten.

Das Prinzip des Apparates ist kurz folgendes. Die Pflanze bewirkt durch ihre Dimensionsänderung (Wachsen oder Schrumpfen) eine entsprechende Parallelbewegung eines Spiegelchens, das den geeigneten Teil irgendeines Interferometers bildet. Durch diese Bewegung wird die mit dem Interferenzapparat erzeugte Interferenzerscheinung beeinflußt, die Interferenzstreifen oder -ringe „wandern"; aus der Wanderungsgeschwindigkeit ergibt sich ein Maß für die Wachstumsgeschwindigkeit.

Für die Verwirklichung dieses Prinzipes ist es vor allen Dingen erforderlich, eine Parallelführung des Spiegels zu finden, die ohne große Kräfte auch von zarten Pflanzen betätigt werden kann und die trotzdem wenigstens für kleine Verschiebungen (5 bis 10 mm) eine genügend genaue Parallelführung gewährleistet.

Eine solche Parallelführung stellt die im Prinzip einfache, schon von Roberval angegebene Hebelkonstruktion dar, die auch bei der sog. Tafelwage Anwendung findet. In Fig. 1 ist das Prinzip schematisch wiedergegeben. Vier Stäbchen a, b, c, d sind durch Gelenke miteinander verbunden und bilden, da $a = b$ und $c = d$ ist, ein Parallelogramm; durch die Mitten von c und d gehen zwei feste Achsen A und B, um die eine Drehung von c und d leicht möglich ist. Bei

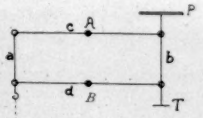


Fig. 1.

einer solchen Drehung bleiben b und c immer parallel zu AB. Ist wie in der hier mitgeteilten Anwendung AB vertikal, so wird also eine senkrecht zu b angebrachte horizontale Platte P parallel in vertikaler Richtung verschoben. Allerdings tritt dabei eine seitliche Verschiebung der Stütze b ein, aber bei Verwendung eines Planspiegels P und bei Justierung des Spiegels senkrecht zu b übt diese Seitwärtsbewegung auf die Interferenzerscheinung keinen Einfluß aus.

Der an und für sich für die korrekte Wirkung der Parallelführung unnötige Teil a ist aus Symmetriegründen beibehalten worden.

Wie weiter unten noch gezeigt werden wird, wirkt die Pflanze entweder durch Druck von unten auf das Tellerchen T oder durch Zug unter Zwischenschaltung eines Glas- oder Quarzfadens auf die linke Seite der Wage (Stäbchen a) ein.

Zur Ermittlung der Parallelverschiebung des Spiegels P wird dieser in der hier beschriebenen Ausführungsform als Spiegel eines vertikal angeordneten Michelsonschen Interferometers benutzt.

Das Michelsonsche Interferometer ist der Form wie der prinzipiellen Wirkungsweise nach so oft beschrieben worden, daß es genügt, hier das wesentlichste hervorzuheben. In Fig. 2

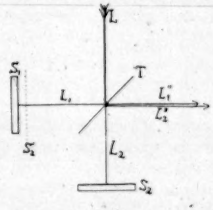


Fig. 2.

ist der verwendete Strahlengang wiedergegeben. Der Lichtstrahl L wird durch die Transmissionsplatte T in zwei Strahlen L_1 und L_2 zerlegt, die von den Spiegeln S_1 bzw. S_2 zurückgeworfen werden und erneut von der Transmissionsplatte zerlegt werden, so daß in der zu L senkrechten Richtung zwei Strahlen L_1'' bzw. L_2'' verlaufen, die als kohärente Strahlen interferenzfähig sind.

Die entstehende Interferenzerscheinung versteht man am besten, wenn man bedenkt, daß dem in Richtung L_2'' oder L_1'' schauenden Auge der Strahl L_2'' von dem durch T erzeugten Spiegelbild S_2' des Spiegels S zu kommen scheint. Die durch das Interferometer entstehende Interferenzerscheinung ist dieselbe wie die, die man erhält, wenn man eine „Luftplatte" $S_1 S_2'$ von einer ebenen Welle treffen läßt und im reflektierten Licht beobachtet. Ist die Justierung der Spiegel S_1 und S_2 so, daß S_1 parallel zu S_2' ist, so sieht man bei Akkommodation auf ∞ die „Kurven gleicher Neigung", konzentrische Kreise, wenn das Auge senkrecht zu S_1 schaut. Diese z. B. für die absolute Wellenlängenmessung wichtigen Interferenzen sind für den hier interessierenden Apparat ohne Belang, da wir für die Messung die Interferenzen „gleicher Dicke" benützen, die entstehen, wenn die Spiegel S_1 und S_2 so justiert sind, daß $S_1 S_2'$ einen kleinen Winkel miteinander bilden.

Sind S_1 und S_2 plane Spiegel, so ist die Interferenzerscheinung ein System paralleler heller Streifen, deren Abstand durch den Neigungswinkel der beiden Flächen S_1 und S_2' und die Wellenlänge des benutzten Lichtes gegeben ist.

Die Streifen gehen parallel zur Schnittkante von S_1 und S_2' und sind am schärfsten bei Akkommodation des Auges (bzw. bei Einstellung des Fernrohres) auf die „Referenzfläche" S_2'.

Schneidet die Fläche S_1 die Fläche S_2' innerhalb des Gesichtsfeldes, so ist diese Schnittlinie dadurch ausgezeichnet, daß der Gangunterschied der Wellen W_1' und W_2' an dieser Stelle für alle Farben gleich Null ist; aus diesem Grunde ist der Interferenzstreifen, der zugleich die Schnittlinie der beiden Ebenen ist, bei Beleuchtung mit weißem Lichte weiß[1]). Zum Unterschied von den anderen Streifen heißt er der achromatische Streifen.

Verschiebt sich in der Fig. 2 der Spiegel S_2 nach oben, so wandert S_2' in der Richtung gegen das Auge; der achromatische Streifen und damit das ganze Interferenzbild wandert nach oben; eine Verschiebung von S_2 nach unten ruft in gleicher Weise ein Wandern der Interferenzstreifen nach unten hervor. Wie sich leicht einsehen läßt, ruft eine Verschiebung von S_2 um eine halbe Wellenlänge eine Wanderung des Streifensystems um eine Streifenbreite hervor, und da sich auch in ungünstigen Fällen $^1/_{10}$ Streifenverschiebung leicht messen läßt, bedeutet dies, daß man bei Benutzung von Licht der Wellenlänge 0,5 μ Verschiebungen des Spiegels S_2 bis auf 0,025 μ messen kann.

An Stelle des Planspiegels S_1 wird bei dem hier beschriebenen Instrument ein Konkav- oder Konvexspiegel verwendet. Die Interferenzerscheinung gleicher Dicke ist dabei die gleiche, die wir vom Newtonschen Farbenglas her kennen: es entstehen konzentrische Kreise, deren Radien in erster Näherung nach einem quadratischen Gesetze geordnet sind.

Ein anschauliches Bild der Interferenzerscheinung erhält man, wenn man sich eine Schar zu S_2 paralleler Ebenen denkt, die im Abstand $\lambda/2$ gelegt sind und diese Ebenenschar von einer Kugel (Radius R) geschnitten denkt. Projiziert man die Schnittkreise auf eine der Parallelebenen orthogonal, so ist das Projektionsbild identisch mit der Interferenzerscheinung (Fig. 3). Dieses Bild erlaubt auch sofort die Veränderungen des Interferenzbildes zu verstehen, wenn die Kugelfläche oder die Ebenenschar sich bewegen. Halten wir die Kugel fest und lassen die Ebenen wandern, etwa gegen den Kugelmittelpunkt zu, so wandern die schon entstandenen Schnittkreise nach außen und neue bilden sich vom Zentrum der konzentrischen Kreise aus. Berührt die Kugel gerade eine Ebene, so gibt sich diese Berührung im Interferenzbild durch einen hellen Fleck im Zentrum zu erkennen und der nächste helle Ring hat einen Radius $\sqrt{\lambda \cdot R}$, der zweite von $\sqrt{\lambda R \cdot 2}$ usw. Bewegen wir die Kugel kontinuierlich, so hat man den Eindruck, als ob Ringe aus dem Zentrum „hervorquellen", größer und größer werden und schließlich aus dem Gesichtsfeld verschwinden. Bewegen sich die Ebenen umgekehrt

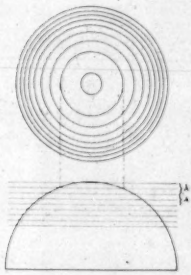


Fig. 3.

von dem Kugelmittelpunkt weg, so hat man den Eindruck, als ob die sichtbaren Ringe sich zusammenziehen und im Zentrum „dem Sinkgebiet" verschwinden. Die Richtung der Verschiebungen gibt sich also durch die Richtung der Streifenverschiebungen zu erkennen.

Die Verschiebung der gedachten parallelen Ebenen kommt beim Interferometer durch die Verschiebung des ebenen Spiegels zustande und offenbar hat sich der Spiegel zwischen dem Auftreten zweier heller Flecke im Zentrum des Interferenzbildes um $\lambda/2$ verschoben.

Die Verwendung eines Kugelspiegels an Stelle des einen Planspiegels bringt gewisse Vorteile mit sich, wenn es sich bei kontinuierlicher Verschiebung des Spiegels S_1 um die Zählung und Registrierung einer großen Zahl von „Ringdurchgängen" handelt. Auch ohne Fadenkreuz im Fernrohrokular läßt sich durch Beobachtung der „zentralen Zone" des Ringsystems mit großer Schärfe das Auftreten eines hellen Flecks beobachten und es zeigt sich, daß bei langen Meßreihen das Auge bei dieser Beobachtungsart viel weniger ermüdet, als wenn das Vorbeiwandern der geradlinigen Interferenzen und das jeweilige Zusammenfallen eines Interferenzstreifens mit dem Faden des Okulars zu beobachten ist.

Beschreibung des Instrumentes.

Nach den vorausgegangenen Erläuterungen kann die Beschreibung der Bauart des Instrumentes in der jetzt von der Firma Dr. Steeg & Reuter, Bad Homburg, hergestellten Form kurz gehalten

[1]) Der Streifen kann auch schwarz sein, wenn die Transmissionsplatte nicht halbdurchlässig versilbert wird; dann ist bei der Reflexion an Glas in Luft an der Transmissionsplatte der Phasenverlust in Rechnung zu setzen.

werden. In Fig. 4 ist das fertige Interferometer wiedergegeben. Die Einzelheiten lassen sich besser aus der Konstruktionszeichnung Fig. 5 erkennen.

Auf einer starken, vertikalen Messingplatte, die von einem ebenfalls stark gehaltenen, breiten

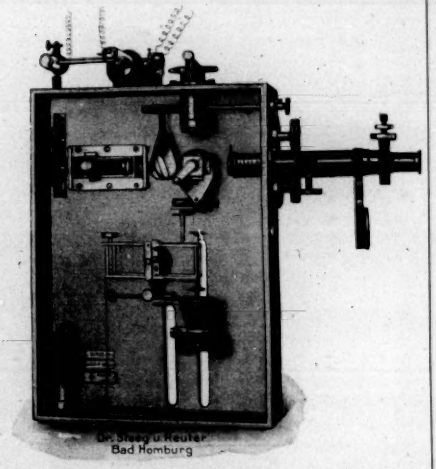


Fig. 4.

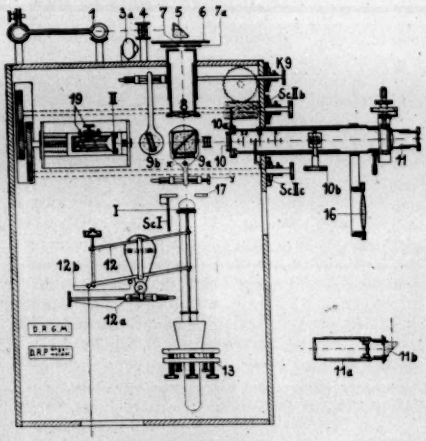


Fig. 5.

Messingrahmen umschlossen ist, sind die gegen Verlagerungen empfindlichsten Teile des Interferometers, Meßspiegel, Kugelspiegel auf Schlitten, Transmissions- und Kompensationsplatte montiert. Die Teile der Beleuchtungseinrichtung und das Beobachtungsfernrohr sind an der oberen bzw. seitlichen Wand des Messingrahmens befestigt.

Der allgemeine Strahlengang ist folgender: Bei Benutzung monochromatischen Lichts (*He*- oder *Hg*-Linien) wird die „end on" gestellte Kapillare der Geißlerröhre 1 durch das kurzbrennweitige Objektiv 4 über das totalreflektierende Prisma 5 auf dem engen Diaphragma 7 abgebildet. Durch Wahl eines der in der Revolverscheibe 6 angebrachten Filters kann eine geeignete Wellenlänge isoliert werden. Die Kollimatorlinse 8 erzeugt ein Parallelbündel, das von dem Prismenkörper III in zwei Teile zerlegt wird. Der eine Strahl gelangt nach Durchgang durch die Kompensationsplatte 9b auf den konkaven Spiegel II und zurück ins Fernrohr, während der andere nach Durchsetzung der Planparallelplatte 9a auf den planen Meßspiegel I fällt und von hier zurückreflektiert in bekannter Weise ebenfalls zum Fernrohr geleitet wird, in dem die Interferenzerscheinung beobachtet wird.

Der Prismenkörper III, der aus zwei stumpfwinkligen Prismen mit Kanadabalsam zusammengekittet wird, nachdem die Hypotenusenfläche des einen halbdurchlässig versilbert ist, trägt zur Kompensation der Balsamschicht auf der Unterseite ein mit Kanadabalsam aufgekittetes Planparallelglas 9a, dessen Glasdicke im horizontalen Strahl wiederum durch die Kompensationsplatte 9b kompensiert wird.

Diese Strahlentrennungsart hat gegenüber der sonst üblichen große Vorteile, nicht nur wegen der größeren Symmetrie des Strahlengangs, sondern auch wegen der geringeren Lichtverluste, die hier auftreten. Während das Transmissionsprisma ein für allemal vom Hersteller fest einjustiert wird, ist der Spiegel 19, die Kompensationsplatte 9b und das Parallelführungssystem in engen, absichtlich durch Anschläge beschränkten Grenzen justierbar, so daß (bei Benutzung eines Kugelspiegels) das Ringzentrum zentral zum Gesichtsfeld des festmontierten Fernrohrs eingestellt werden kann.

Die Robervalsche Wage ist in einer Nut der senkrechten Wand mit einer Schraube in geeigneter Höhe zu befestigen, die je nach dem Bedürfnis so gewählt wird, daß das Hebelsystem ungefähr horizontal verläuft, weil dann die oben besprochene Seitwärtsverschiebung des Planspiegels I am wenigsten ausmacht.

Mit Hilfe der Schrauben 12a ist die Lage der Waage zu justieren. Der horizontierbare Tisch 13 dient zur Aufnahme des Körpers, an dem die Messungen vorzunehmen sind (z. B. Pflanzentopf mit Pflanze) und ist in weiten Grenzen nach

oben und unten verschiebbar. (In der schematischen Figur ist als Meßobjekt ein Keimling abgebildet, dessen Wachstum zur Messung gelangt.)

Um möglichst scharfe Interferenzstreifen für die Messung benutzen zu können, ist es wünschenswert, auch bei homogenem Licht die Lichtwege abgleichen zu können. Die genaue Abgleichung ist unbedingt notwendig bei Benutzung von weißem Licht, wie es bei objektiver Demonstration oder bei Messung von kleinen diskontinuierlichen Verschiebungen (rasche Membrandurchbiegungen und ähnliches) oder bei relativ langsamen Vorgängen, die sich über Stunden erstrecken, so daß die Markierung eines bestimmten Streifens zur Vermeidung dauernden Beobachtens erwünscht ist. Zu diesem Zweck sind Meßvorrichtungen vorgesehen, die zu einer gegebenen Stellung des Meßspiegels I die Lage des Spiegels II bestimmen lassen, in deren Nähe der Gangunterschied Null liegt, d. h. der achromatische Streifen gesehen werden kann.

In möglichst kleiner Entfernung vom Spiegel I ist eine vertikale Skala Sc I, die in 0.25 mm

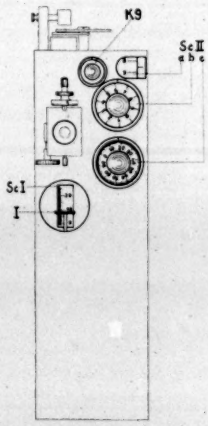


Fig. 6.

geteilt ist, angebracht, an der die Lage des Spiegels I durch die Lupe 16 vom Beobachtungsort aus genügend genau (Parallaxe!) abgelesen werden kann. Durch Drehen an den Rändelköpfen bei Sc IIb (grob) oder Sc IIc (fein) kann durch Zahnradübersetzung der den Spiegel II tragende Schlitten verschoben werden und es ist bei der Einstellung der Skala Sc I dafür Sorge zu tragen, daß die Ablesung an den Skalen IIa bis IIc mit denen der Skala I korrespondieren. Die ganzen Umdrehungen werden durch Zählwerk auf Sc IIa übertragen und die Mikrometerteilungen IIb und IIc sind so gewählt, daß die ganzen Millimeter bei IIa, die Zehntel bei IIb und die Hundertstel und Tausendstel an IIc abzulesen sind (in der Fig. 6, 8,618). Auf diese Weise läßt sich in wenigen Sekunden der achromatische Streifen auffinden, was im Hinblick

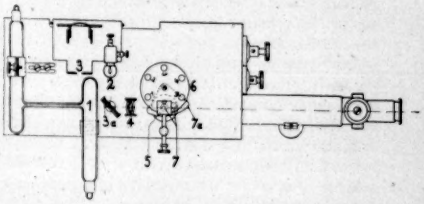


Fig. 7.

auf die Verwendung des Instrumentes für objektive Vorführung mit weißem Licht von großer Wichtigkeit ist.

Bei Beobachtung im weißen Licht wird der Spiegel 3a vor die Linse 4 hochgeklappt, wodurch ein in der Fig. 7 gezeichnetes 4-Volt Lämpchen 2 sein Licht in den Apparat sendet, nachdem die Filterscheibe so gedreht ist, daß eine freie Öffnung den Strahl passieren läßt.

Nach diesen Ausführungen dürfte die Wirkungsweise dieses neuen Hilfsmittels der Pflanzenphysiologie klar geworden sein, und ich möchte Ihnen nun den Apparat in Tätigkeit vorführen. Zur objektiven Vorführung verwenden wir das weiße Licht einer kleinen Bogenlampe; die Lichtwege im Interferometer müssen in diesem Fall bis auf einige μ abgeglichen sein

Aus dem dauernden Herausquellen neuer Ringe erkennen wir das rege Wachsen des Versuchsobjektes, das in diesem Fall ein Lauch ist. Um dauernd farbige Ringe in der Umgebung des achromatischen Streifens im Gesichtsfeld zu haben, muß bei dieser Vorführung von Zeit zu Zeit der Spiegel S_1 durch die Mikrometerschraube IIc nachgestellt werden, wodurch die Verschiebung des Spiegels S_2 kompensiert wird (Demonstration).

Zum Schlusse darf ich vielleicht noch einmal darauf hinweisen, daß das vorgeführte Instrument selbstverständlich auch für andere Probleme von Nutzen sein kann. So hat sich das Instrument bei einer auf Anregung von W. Fraenkel durchgeführten metallographischen Untersuchung[1]) gut bewährt.

1) Ernst Wachsmuth, Kinetische Messung einer Umwandlungsreaktion im festen Zustand, Diss. Freiberg i. Sa. 1929.

Die Wahl des Meßverfahrens ist natürlich jeweils dem zu behandelnden Problem anzupassen. Es sei deshalb noch kurz einiges hierüber gesagt: Ganz allgemein lassen sich wohl die vorkommenden Fälle in vier Hauptgruppen einteilen:

1. Es besteht eine relativ schnelle kontinuierliche Längenänderung, die in ihrer zeitlichen Abhängigkeit aufgenommen werden soll; die gesamte Längenänderung sei groß (Wachstum einer Pflanze).

2. Es ist eine relativ langsam kontinuierlich vor sich gehende Längenänderung zu messen; die gesamte Längenänderung sei aber groß gegen die Wellenlänge (Quellungserscheinungen, Kristallisationsvorgänge u. a.).

3. Es ist eine diskontinuierlich vor sich gehende Änderung zu messen, Größenordnung einige μ. Membrandurchbiegungen.

4. Sehr rasch wechselnde Verschiebungen (Membranschwingungen u. a.).

Fall 1. Bei Problemen dieser Art handelt es sich im allgemeinen darum, Änderungen in der pro Zeiteinheit erfolgenden Längenänderung festzustellen, also den Differentialquotienten dl/dt zu verschiedenen Zeiten zu messen. Ist die gesamte Längenänderung dabei weniger von Interesse, so genügt es, zu bestimmten Zeitpunkten die Zeitdauer t zu ermitteln, die zu einer $(a+1)$-maligen Aufhellung der Interferenzringzentren gehört; ist λ die Wellenlänge des benutzten Lichtes, so ergibt sich die „Geschwindigkeit v der Längenänderung" in Anzahl Wellenlängen

$$v = \frac{a \cdot \lambda/2}{t} \; \mu/\mathrm{sec}\,.$$

Will man aber außer der Kenntnis dieser Größe die gesamte Längenänderung kennen, so verfährt man am besten so, daß man den Moment der jedesmaligen Aufhellung mit einem Registrierchronographen registriert und den erhaltenen Meßstreifen nachher auswertet. Dieser Fall liegt bei normalem Pflanzenwachstum vor, wo v in der Größenordnung 0,1 bis μ/sec liegt.

Wird statt einer Verlängerung eine Verkürzung eintreten, so ist dies an den „Hineinquellen" der Interferenzringe im Zentrum zu beobachten. Das Verschwinden eines Interferenzringes kann beim Registrieren etwa durch einen Doppelschlag markiert werden.

Fall 2. Während es in dem eben besprochenen Fall erlaubt ist, den Zeitpunkt Null beliebig mit dem Moment einer Aufhellung zusammenfallen zu lassen, ist dies bei langsam verlaufenden Vorgängen nicht möglich. In diesem Falle läßt es sich zu Beginn des Versuches durch Neigung der Kompensationsplatte erreichen, daß gerade im Zentrum eine Aufhellung eintritt; dann kann man von dieser „Aufhellung Null" an die Zählung beginnen.

Fall 3. Besteht der zu messende Effekt in einer diskontinuierlich erfolgenden Längenänderung, so ist an ein Abzählen der gewanderten Interferenzringe natürlich nicht zu denken. In diesem Falle ist es zweckmäßig, in weißem Licht zu arbeiten und die Wanderung des achromatischen Streifens zu messen. Zu diesem Zwecke dient das Okularschraubenmikrometer, das den Durchmesser des achromatischen Ringes vor und nach Eintreten der Längenänderung zu messen gestattet. Aus den Konstanten des Instrumentes (Vergrößerung bzw. Schraubenwert des Mikrometers und Krümmungsradius des einen Interferometerspiegels) ist dann die Längenänderung zu ermitteln.

Bedeuten R Krümmungsradius der Kugel, ϱ_1 und ϱ_2 die Radien des achromatischen Ringes vor und nach der Verlängerung, so ergibt sich, wie leicht zu zeigen ist, folgender Wert für die Verlängerung δ:

$$\delta = \frac{\varrho_2^2 - \varrho_1^2}{2R}\,.$$

Die Rechenarbeit läßt sich durch Tabellen oder ein Nomogramm auf ein Minimum herabdrücken.

Fall 4. Auch für rasch wechselnde Änderungen läßt sich das Prinzip anwenden, wenn man es mit kleinen Verschiebungen zu tun hat (Membranschwingungen). In diesem Fall ist aber jedes

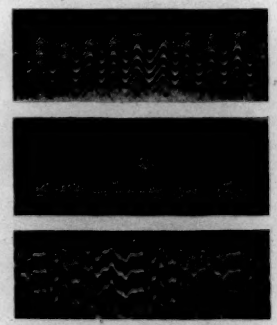


Fig. 8.

Hebelsystem zu vermeiden und der möglichst leichte Spiegel direkt auf der Membran anzubringen, falls sich die Mitte der Membran nicht selbst als Spiegel verwenden läßt.

Die im weißen Licht entstehenden Ringe werden dann auf einem Spalt abgebildet, der einen Durchmesser des Ringsystems ausblendet

und auf das lichtempfindliche Papier eines photographischen Registrierapparates gelangen läßt. Der achromatische Streifen erscheint auch bei einer Geschwindigkeit des photographischen Films von 1 m/sec im Negativ stark geschwächt, so daß man mit Schallfrequenzen leicht arbeiten kann. Fig. 8 gibt ein Bild von so gewonnenen Interferenzbildern, die einer unveröffentlichten Arbeit des Verfassers aus dem Jahre 1921 (Physik. Inst. d. Univ. Zürich) entstammen.

Zusammenfassung.

Es wird ein Interferometer der Michelsonschen Art beschrieben, das gegenüber dem gewöhnlich verwendeten folgende Änderungen aufweist:

1. Statt der üblichen horizontalen Montierungsart ist eine vertikale Anordnung gewählt.

2. Der eine Interferometerspiegel ist mittels Schlittenführung und Schraube horizontal meßbar verschiebbar, dagegen ist der zweite, vertikal bewegliche durch eine empfindliche Robervalsche Hebelkonstruktion schon durch kleine Kräfte (20 bis 40 mg Gewicht) zu bewegen, so daß die Verwendung des interferometrischen Meßprinzips auch da möglich ist, wo nur kleine Kräfte zur Verfügung stehen. (Membrandurchbiegungen, pflanzenphysiologische Probleme u. a.)

3. An Stelle der planen Interferometerspiegel ist die Kombination eines gewölbten Spiegels (konkav und konvex) mit einem Planspiegel gewählt. Die für die Messung dienenden Interferenzstreifen gleicher Dicke sind in diesem Falle konzentrische Kreise (Newtonsche Ringe). Durch einfaches Auswechseln des Kugelspiegels gegen einen Planspiegel können auch geradlinige Interferenzstreifen für die Messung verwendet werden. Auch die Einstellung und Verwendung der Interferenzkurven gleicher Neigung ist dann möglich.

4. Mit Hilfe einer Hilfsskala ist die Einstellung des „achromatischen Interferenzstreifens" leicht zu erreichen, so daß durch Projektion mit weißem Licht auch eine objektive Demonstration der Phänomene möglich ist.

BESPRECHUNGEN.

A. Berliner, Lehrbuch der Physik in elementarer Darstellung. Gr.-8°. V u. 658 S. Mit 802 Fig. 4. Aufl. Berlin, Julius Springer 1928. Geb. RM 19.80.

Der besondere Charakter dieses Lehrbuches und seine Vorzüge sind bei der Besprechung der III. Auflage (d. Zeitschr. **26**, S. 296, 1925) klar herausgestellt worden. Dem Referenten ist bei der Lektüre des Buches als besonders anregend die reiche Anwendung von Zitaten aus „klassischen" Arbeiten (von Helmholtz, Maxwell, Faraday u. a.) aufgefallen.

Die neue Auflage ist gegenüber der vorhergehenden durch stärkere Heranziehung von Beispielen aus der Technik, durch ausführlichere Darstellung einzelner Sondergebiete und durch Neuhinzufügung verschiedener Abschnitte über neue Fortschritte der Physik wesentlich umgearbeitet und erweitert worden. Das Ganze bietet auf knappem Raum eine ganz erstaunliche Fülle von Tatsachen. Freilich wird durch die nachträgliche Hinzufügung neuer Abschnitte zuweilen auch die Homogenität des Ganzen gefährdet. In einem Buche, das für Physiologen, Chemiker und Ingenieure gedacht ist, wird mit Recht z. B. das Bogenmaß des Winkels ausführlich erklärt (S. 77); mit dem 24 Seiten vorher fast ohne Erläuterung hingestellten Begriff „lineare Transformationen" wird aber der gleiche Leser kaum eine klare Vorstellung verbinden können.

Die Angabe daß die Springpunkttemperatur der Supraleitfähigkeit des Bleis „wahrscheinlich bei 60° abs." liegen soll (S. 384), kann wohl nur durch einen Druckfehler verursacht sein (sie liegt in Wirklichkeit bei 7,2° abs.). Im Abschnitt Röntgenstrahlen steht der Satz: „eine Reflexion, wie wir sie bei den Lichtstrahlen sehen, tritt nicht ein, welches Material wir auch als Spiegel verwenden". Dieser Satz ist nicht zutreffend; die Totalreflexion der Röntgenstrahlen ist sogar von fundamentaler Bedeutung für die Absolutmessung von Röntgenwellenlängen und damit für die genaue Bestimmung der Loschmidtschen Zahl und anderer wichtiger Atomkonstanten geworden. Bei den Röntgenstrahlen wäre schließlich ein Hinweis auf die Absorptionsgesetze erwünscht, die ja die Grundlage für die meisten technischen, medizinischen und chemischen Anwendungen der Röntgenstrahlen bilden.

F. Kirchner.

K. Frei, Zur Theorie des Fernsprechverkehrs. (Einführung und Überblick). (I. Band der „Einzeldarstellungen aus der elektrischen Nachrichtentechnik", herausgegeben von F. Moench). 8°. VIII u. 138 S. Berlin, Weidmannsche Buchhandlung, 1928. RM 4.50, geb. RM 6.—.

Die Methoden der Wahrscheinlichkeitsrechnung sind in neuerer Zeit mit Erfolg auf den Fernsprechverkehr als Massenerscheinung angewendet worden. Es ist dankenswert, daß der Verf. es unternommen hat, diese Theorie des Fernsprechverkehrs durch Darlegung ihrer mathematischen Grundlagen und einen darauf folgenden Überblick über ihre bisher in verschiedenen Aufsätzen des In- und Auslands verstreut veröffentlichten wesentlichen Ergebnisse einem größeren Kreise näherzubringen. Nach Erklärung der

Grunddefinitionen der Wahrscheinlichkeitsrechnung werden die Formeln von Bernoulli und Poisson abgeleitet sowie ihre Bedeutung und ihr Geltungsbereich erörtert. Dann folgt ihre Anwendung auf die besonderen Probleme des Fernsprechverkehrs (Gleichzeitigkeitsverkehr, Berechnung der Verluste und der Leitungszahl, Staffelschaltungen, Besetztmeldungen, Wartezeiten und Gesprächslängen), wobei auch die Veröffentlichungen anderer Verfasser kritisch gewürdigt werden. Ein Literaturverzeichnis der deutschen und ausländischen Veröffentlichungen vervollständigt das Buch, das allen vom mathematischen oder fernsprechtechnischen Standpunkt Interessierten nur empfohlen werden kann. H.-H. Schultz.

Jean Cabannes, La diffusion moléculaire de la lumière. Avec la collaboration de M. Yves Rocard. Gr. 8°. 326 S. Mit 53 Fig. Paris, Les Presses Universitaires de France. 1929. Geb. fs. 65.

Das Erscheinen dieser Monographie wird sicher jeder, der sich mit den hier behandelten Problemen der molekularen Lichtzerstreung befaßt oder sich in sie einarbeiten will, mit Freuden begrüßen.

Nach einer historischen Einleitung wird im ersten Teil die elektromagnetische Theorie der Lichtzerstreung an Molekülen im Dampfzustande behandelt; daneben werden die experimentellen Methoden sowie das Beobachtungsmaterial eingehend diskutiert. Ein besonderes Kapitel ist der heute aktuell werdenden Theorie der optischen Anisotropie von Molekülen gewidmet. Wieweit diese schon heute bei Fragen nach der Molekülstruktur praktisch angewandt werden kann, wird an vielen Beispielen kritisch erörtert. Der zweite Teil beschäftigt sich mit der theoretischen und experimentellen Untersuchung der Lichtzerstreuung in Flüssigkeiten, wobei inneres molekulares Feld und kritische Opaleszenz eingehend berücksichtigt werden. Mit einem Anhang über die Maxwell-Lorentzsche Elektronentheorie und den Ramaneffekt schließt diese das ganze Gebiet fast vollständig darstellende Monographie. H. Stuart.

E. Pascal, Repertorium der höheren Mathematik. 2., völlig umgearbeitete Auflage der deutschen Ausgabe. Herausgegeben von E. Salkowski und E. Timerding. I. Bd: Repertorium der höheren Analysis. Herausgegeben von E. Salkowski. 3. Teilband. Kl. 8°. XII und 574 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1929. Geb. RM 22.—.

Mit dem Erscheinen des angezeigten 3. Teilbandes vom 1. Bande liegt nunmehr die 2. Auflage von Pascals Repertorium vollständig vor. Der 3. Teilband enthält, der Absicht des Repertoriums entsprechend, systematische Überblicke (ohne Beweise, aber mit eingehendem Nachweis der Literatur) über folgende Gebiete:

Kap. XX. Neuere Theorie der reellen Funktionen. (E. Kamke.)

Kap. XXI. Neuere Entwickelungen zur Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen. (G. Hoheisel.)

Kap. XXII. Theorie der Randwertaufgaben bei partiellen Differentialgleichungen. (W. Sternberg.

Kap. XXIII. Differenzenrechnung. (A. Walther.)

Kap. XXIV. Theorie der Integralgleichungen und der Funktionen unendlich vieler Variablen. Anwendung auf die Randwertaufgaben bei gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen. (H. Hahn, L. Lichtenstein und J. Lense.)

Kap. XXV. Trigonometrische Reihen. (A. Plesner.)

Kap. XXVI. Kugelfunktionen, Besselsche und verwandte Funktionen. (E. Hilb.)

Kap. XXVII. Zahlentheorie. (E. Bessel-Hagen.)

Diese Inhaltsangabe zeigt, daß gerade der 3. Teilband für den mathematisch interessierten Physiker besonders aktuell ist; er findet überall zuverlässigste Auskunft.

Ein am Schlusse angefügtes Sachregister über den ganzen 1. Band erhöht die Brauchbarkeit des vortrefflichen Nachschlagewerkes, für dessen Abfassung den verschiedenen Mitarbeitern größter Dank gebührt. Wir können das Buch den in Frage kommenden Physikern nur angelegentlich empfehlen.

Haupt.

Tagesereignisse.

Am 14. Juni fand an der Technischen Hochschule Graz eine Festfeier statt zum Jahrestag der vor 25 Jahren von Hofrat O. Nußbaumer zum ersten Male vorgeführten Radiotelefonie[1]). Aus diesem Anlaß wurde an der Technischen Hochschule eine Nußbaumer-Stiftung errichtet und am Gebäude der Technischen Hochschule eine Gedenktafel angebracht.

1) Siehe diese Zeitschrift **5**, S. 796, 1904.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent der Physik an der Universität Göttingen Dr. Alexander Goetz zum a. o. Professor ebenda, der ord. Professor der Chemie an der Universität Halle Dr. Ernst Weitz in gleiche Eigenschaft an die Universität Gießen, der Privatdozent der Chemie an der Universität Marburg Dr. Ludwig Anschütz zum a. o. Professor an der Deutschen Technischen Hochschule in Brünn, das Mitglied des Kaiser-Wilhelm-Instituts für physikalische Chemie in Berlin-Dahlem Dr. Herbert Freundlich zum Honorarprofessor für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Berlin, der a. o. Professor für Chemie an der Universität Graz Dr. Robert Müller zum ord. Professor für angewandte Chemie an der Montanistischen Hochschule Leoben, Professor Dr. Oskar Baudisch vom Rockefeller-Institut für medizinische Forschung in New York zum Associate Professor für Chemie an der Yale University in New Haven.

Gestorben: Der ord. Professor für Geschichte der Naturwissenschaften an der Universität Krakau Dr. Ludwig Anton Birkenmaser, der ord. Professor für technische Chemie an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Oskar Rau.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Errata sind in

Druckfehlerberichtigung zur Arbeit

H. Falkenhagen und M. Dole.

S. 611. Der A-Wert der Tabelle I für $BaCl_2$ muß 0,0142 gesetzt werden.

S. 612. In Formel (3) muß unter dem Bruchstrich der Eins ϱ_j stehen.

S. 622. Zeile 1 lies statt $\eta_{18} : \eta_{17}$.

Druckfehlerberichtigung zur Arbeit

W. Hanle.

S. 903 muß es in Zeile 24 heißen: Entladungserscheinungen.

S. 904 in Zeile 15: entsprechender.

In Figur 3: 4077, $2^2P_1 - 2^1S_0$.

Grundc
werden
geleitet
erörtert
deren F
keitsvet
tungsza
Wartez
Veröffe
würdig
schen
ständig
oder fe
nur em

Jean
de
M.
Par
192
D
jeder,
molek
einarb
N
Teil
streun
daneb
das B
besond
Theor
widm
der
kann,
Der z
und
streuu
Feld
tigt w
Lore
effekt
darste

E. P
ma
det
ko
tor
vo
un
Ge
N
band
von
3. Te
entsp
weise
über
tione
der g
eisel
parti

Autoren- und Sachregister.

Abkürzungen: (B.) = Besprechung, (T.) = Tagesereignisse, (Ph.) = Physikertag Prag 1929, (L.) = Leipziger Universitätswoche, (N.) = Naturforscherversammlung in Hamburg, (S.-Th.) = Gauvorträge Sachsen-Thüringen, (Z.) = Vortragswoche Zürich, (Ch.) = Theoret. physikalische Konferenz Charkow, (Z. B.) = Zusammenfassende Berichte.

Seite

A.

Abbe, Ernst, Gedächtnispreis. (T.) 208
Absorption: Über die — ultravioletten Lichtes durch flüssiges Kohlendioxyd, v. G. Harig . 8
— in angeregten Zuständen, v. G. Hoffmann (S.-Th.) 159
— Die Dispersion und — von Röntgenstrahlen, v. H. A. Kramers. (Z.) 522
— Dispersion und —, v. G. Jaffé. (Handbuch der Experimentalphysik. Herausg. v. W. Wien u. F. Harms, Bd. 19.) (B.) 606
— Messungen der Dispersion und — von *Na Cl* in seinem Reststrahlengebiet, v. M. Czerny. (Ph.) 910
— Über die — und Reflexion langwelliger Röntgenstrahlen, v. M. A. Valouch. (Ph.) . . . 911
Absorptionsgesetz: Bemerkungen zum — der durchdringenden Höhenstrahlung, v. H. Kulenkampff 561
Absorptionskurven: Analyse von — für allseitige Inzidenz inhomogener Strahlung bei ebenen Grenzflächen, v. H. Hellmann. 357
Absorptionsspektren: Die — der Dämpfe des Zinns, Silbers und Mangans zwischen 5500 und 2140 Angströmeinheiten, v. R. G. Loyarte u. A. T. Williams. 68
— Über die — des Wasserdampfes und des Ammoniaks, v. R. Mecke. (Ph.) 907
Absorptionsspektrum: Das — des Nickeldampfes. Neue Multipletten des Nickels (I), v. R. G. Loyarte u. A. T. Williams 634
— Quantitative Untersuchungen im — des Blutes und seiner Bestandteile, v. R. Suhrmann. (Ph.) 959
Achema VI: Die —, Ausstellung für chemisches Apparatewesen, Frankfurt am Main, 10. bis 22. Juni 1930. Prospekt. (T.) 408
Aderhold, H., C. Schaefer u. **F. Matossi**, Zum Ramaneffekt an Kristallen. (Vorläufige Mitteilung.) 581
Adiabatische Prozesse: Über das Verhalten von Eigenwerten bei —, v. J. v. Neumann u. E. Wigner 467
Adsorptionsformel: Über die statistische Begründung der Langmuirschen —, v. K. Kar u. A. Ganguli 918
Aktivierung: Über — von Metallen im Hochvakuum zu Sorbentien beliebiger, auch inerter Gase, v. M. A. Schirmann. (Thermische Molekular-Sorption.) (Ph.) 876
Akustische Messungen: Neue Hilfsmittel für —, v. Reichspostzentralamt 430

Seite

Alexandrow, W., Über die Ausbreitung der ebenen elektromagnetischen Wellen im kugelsymmetrischen Gravitationsfelde 480
Aluminium: Über den photoelektrischen Effekt des — und seiner Amalgame, v. A. Smits u. H. Gerding. I 322
— Nachweis von Atomtrümmern aus — durch Messung der Ionisation eines einzelnen *H*-Strahls, v. H. Pose. (Ph.) 780
Amalgame: Über den photoelektrischen Effekt des Aluminiums und seiner —, v. A. Smits u. H. Gerding. I 322
Ambarzumian, V., Lineare Geometrie im Hilbertschen Raum. (Ch.) 651
Ammoniak: Über die Absorptionsspektren des Wasserdampfes und des —, v. R. Mecke. (Ph.) 907
Analysis: Methoden der praktischen —, v. F. A. Willers. (B.) 368
Analytische Mechanik: Die Grundbegriffe der — als Grundlage der Quanten- und Wellenmechanik, v. Ph. Frank. (Z. B.) 209
Anand, Chetan u. **J. B. Seth**, Veränderungen im Widerstand beim Spannen von Nickeldraht. Berichtigung 32
Anderson, W., Über die „mechanische" Ionisation von Gasen durch extremen Druck bei beliebig tiefer Temperatur 360
— Über die Bildung des Ozons in den höchsten Atmosphärenschichten 485
Angenheister, C., Geophysik I (Handbuch der Experimentalphysik, herausgegeben von W. Wien u. F. Harms, Bd. XXV, 1). (B.) . 430
Apparate: Zwei — nach B. Macku, v. J. Zahradníček 925
Apparative Hilfsmittel: Über einige — bei radioaktiven Untersuchungen, v. O. Erbacher, K. Philipp u. K. Donat 913
Ardenne, M. v., Verstärkermeßtechnik. (B.) . . . 488
Argonspektrum: Die Anregung des sichtbaren „roten" und „blauen" — durch Elektronenstoß, v. B. Schulze. (S.-Th.) 169
Assoziation: Dielektrizitätskonstante und —. (Nach Versuchen in hohen elektrischen Feldern), v. J. Malsch. (Ph.) 837
Astronomische Uhren: Die Fehler unserer Zeitmessung und ein Vorschlag zur Verbesserung der —, v. M. Schuler. (Ph.) 884
Astrophysik: Grundriß der —, v. K. Graff. (B.) 367
— Handbuch der —. Herausg. v. G. Eberhard, A. Kohlschütter, H. Ludendorff. Bd. IV: Das Sonnensystem. (B.) 783

Seite

Äther: Der — und die Wirklichkeit, v. Sir O. Lodge. (B.) 607
Äthermodelle: Äthertheorien und —. (H. A. Lorentz, Vorlesungen über theoretische Physik an der Universität Leiden, III.) (B.) 605
Atmosphäre: Über die experimentelle Erforschbarkeit der höheren Schichten der —, v. H. Benndorf. I. (Z. B.) 97
— — Bemerkungen v. H. Hergesell 429
— — Erwiderung zu der Bemerkung v. H. Benndorf 429
— Die Schallausbreitung in der — bei künstlichen Sprengungen, v. O. Meißer. (S.-Th.) 170
— Die — als Kolloid, v. A. Schmauss u. A. Wigand. (B.) 556
Atmosphärenschichten: Über die Bildung des Ozons in den höchsten —, v. W. Anderson 485
Atom: Die Elektrizitätsverteilung im —, v. D. R. Hartree. (Z.) 517
Atome: Experimentelle Untersuchungen über den Reaktionsverlauf bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den —, v. H. Senftleben u. O. Riechemeier. (S.-Th.) . 206
— Graphische Darstellung der Spektren von — und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen, v. W. Grotrian. Tl. I. II. (B.) 207
— Künstliche Verwandlung der Elemente (Zertrümmerung der —), v. H. Pettersson. Aus dem Schwedischen übersetzt v. E. Kirsch. (B.) 280
— Die Starkeffekte höherer — und ihre quantentheoretische Deutung, v. R. Ladenburg. (Z. B.) 369
— Eine Methode zur Untersuchung des Reaktionsverlaufes bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den —, v. H. Senftleben u. O. Riechemeier. 745
— — Berichtigung 912
Atomkern: Über die Struktur des —, v. G. Ganow. (Ch.) 717
Atomkerne: Packungseffekte in den —, v. H. H. Wolff. (Ph.) 812
Atomradien: Polymorphe Umwandlungen des Eisens in ihren Beziehungen zu den —, v. F. Wever. (Z.) 520
Atomtrümmer: Nachweis von — aus Aluminium durch Messung der Ionisation eines einzelnen H-Strahls, v. H. Pose. (Ph.) 780
Attraktionserscheinungen: Über — des Quecksilbers in hohem Vakuum, v. W. I. Romanoff. (Ph.) 871
Auge: Die Unterschiedsschwelle des — bei kleinen Schwinkeln, v. I. Runge 76

B.

Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, v. G. Stracke. (B.) 657
Bär, R., Über eine lichtstarke Anordnung zur Beobachtung des Ramaneffektes in Flüssigkeiten und ihre Anwendung auf das Ramanspektrum des Benzols 856
Bauer, H., Über Zerstreuung und Brechung der Materiewellen 139
— Materiewellen- und Lichtquantenbrechung . . 597
Bavink, B., Oberstufe der Physik, v. F. Poske. In 7. Aufl. bearb. v. —. Ausg. B. (B.) . . . 847
— Unterstufe der Physik, v. F. Poske. Unt. Mitw. v. — in 9. Aufl. neu bearb. v. E. C. Müller. Ausg. B. (B.) 847

Seite

Békésy, G. v., Zur Theorie des Hörens 715
— Zur Theorie des Hörens. Über die eben merkbare Amplituden- und Frequenzänderung eines Tones. Die Theorie der Schwebungen 721
Benetzung: Sedimentation und —. (Künstliche Inversion des Benetzungswärmeeffektes und Benetzungswärmeproblem in physikalisch-chemischer Analyse), v. B. Iliin. (Ph.) . . . 880
Benndorf, H., Über die experimentelle Erforschbarkeit der höheren Schichten der Atmosphäre. I. (Z. B.) 97
— — Bemerkungen v. H. Hergesell. 429
— — Erwiderung v. H. Benndorf. 429
Bennewitz, K., C. Wagner u. K. Küchler, Überführungszahlen und Ionenbeweglichkeiten in gemischten Elektrolytlösungen und ihre Deutung im Sinne der Theorie von Debye, Hückel und Onsager 623
Benzol: Über eine lichtstarke Anordnung zur Beobachtung des Ramaneffektes in Flüssigkeiten und ihre Anwendung auf das Ramanspektrum des —, v. R. Bär. 856
Bergmann, L. u. W. Düring, Experimentelle Untersuchungen der Veränderung der Dielektrizitätskonstante eines verdünnten Gases durch Elektronen. (S.-Th.) 206
Berliner, A., Lehrbuch der Physik in elementarer Darstellung. 4. Aufl. (B.) 971
Beugung: Die — am ebenen, unendlich gut leitenden Gitter, v. G. Jaffé u. E. Fischer. . . 87
Bewegungswiderstand: Der laminare —, v. H. Lorenz 201
Bewilogua, L., P. Debye u. F. Ehrhardt, Zerstreuung von Röntgenstrahlen an einzelnen Molekeln. (Vorläufige Mitteilung.) 84
Bildtelegraphie: Die —, v. P. Werk. (B.) . . . 657
Bioelektrostatik: Methoden der —, v. R. Keller u. J. Gicklhorn. (B.) 31
Biologie: Die Bedeutung der Physik für die —, v. E. G. Pringsheim. (Ph.) 948
Bitter, F., Diamagnetismus und Wellenmechanik 497
Blei: Über den Dampfdruck der Halogenide des Thalliums und —, v. F. Volmer. 590
Bleiakkumulator: Die Krankheiten des —, ihre Entstehung, Feststellung, Beseitigung, Verhütung, v. F. E. Kretzschmar. 3. verb. Aufl. (B.) 367
Blitzaufnahme: Über die Süringsche —, sowie über einige neuere, vermeintliche Kugelblitzaufnahmen, v. B. Walter. 201
Block, W., Messen und Wägen. (B.) 175
Blut: Quantitative Untersuchungen im Absorptionsspektrum des — und seiner Bestandteile, v. R. Suhrmann. (Ph.) 959
Boas, H.: v. K. Scheel. 609
Bodenforschung: Elektrische —, ihre physikalischen Grundlagen und ihre praktische Anwendung, v. W. Heine. (B.) 279
Bothe, W. u. W. Kolhörster, Die Natur der Höhenstrahlung. (Z.) 519
Braunkohle: Ergebnis des Preisausschreibens über einen Apparat zur Schnellbestimmung des Wassergehaltes von —. (T.) 32
Brechung: Über Zerstreuung und — der Materiewellen, v. H. Bauer 139
— Graphische Behandlung der Fresnelschen Formeln (Fall der —), v. G. Krompholz 251
Brechungsindex: Medien mit veränderlichem — und Lichtzerstreuung, v. R. Gans. (Handbuch der Experimentalphysik. Herausg. v. W. Wien u. F. Harms. Bd. 19.) (B.) . . 606

Seite

Brendel, B., O. Mittelstaedt u. H. Sack, Dispersion der elektrolytischen Leitfähigkeit . . . 576
Brill, A., Vorlesungen über allgemeine Mechanik. (B.) 847
Brodsky, A. E., Über den Potentialsprung: Metall-Lösung 665
Broglie, M. et L. de, Introduction à la physique des rayons X et gamma. (B.) 782
Brownsche Bewegung: Ableitung der Einsteinschen Formeln für die — aus Impulsen der Molekülstöße, v. V. Pospíšil 82
— Ein allgemeiner Satz über die —, v. B. Hostinský. (Ph.) 894
Brownsche Rotationsbewegung: Über die —, v. M. Ghosh 160
Brüche, E., Über die Wirkungsquerschnittskurven der Kohlenwasserstoffketten. (Ph.) . . . 815
Bucherer, A. H.: Zur Erinnerung an —, v. R. Tomaschek 1
Bull, L., La Cinématographie. (B.) 328
Burbach, Th. u. L. Schiller, Über die Beziehung zwischen Widerstand und Wärmeübergang bei der Strömung in Rohren 471

C.

Cabannes, J., La diffusion moléculaire de la lumière. (B.) 972
Câmpan, T. I., Beitrag zum Studium der Gasionisation durch positive Ionen und der Sekundäremission aus Platin 858
Campbell, N., Wasserstoff und die photoelektrische Emission aus Kalium 537
Carborund: Zur elektrischen Leitfähigkeit des —, v. H. J. Seemann 143
— siehe auch Karborund.
Chemie: Quantentheorie u. — (Leipziger Vorträge 1928). Herausg. v. H. Falkenhagen. (B.) 558
— Lehrbuch der physikalischen —, v. K. Jellinek. I. u. II. Bd. 2. vollst. umgearb. Aufl. (B.) 604
— Lehrbuch der physikalischen — in elementarer Darstellung, v. J. Eggert. 2. verb. Aufl. Gemeinsam bearb. m. L. Hock. (B.) 912
Chemisches Apparatewesen: Die Hauptversammlung der Dechema, Deutsche Gesellschaft für — v. 22.—24. Mai 1929 in Breslau. (T.) . . 175
Chemische Bindung: Röntgenspektrum und —, v. R. Swinne. (Z.) 523
Chemische Konstanten und Dampfdruckkonstanten, v. A. Eucken. (Ph.) 818
Cristescu, G. D., Photoelektrische oder thermoelektrische Verfahren zur Feststellung und Messung sehr kleiner Verschiebungen 24
Czerny, M., Messungen der Dispersion und Absorption von *Na Cl* in seinem Reststrahlengebiet. (Ph.) 910
— u. H. Murmann, Über die Saugeschwindigkeit einer rotierenden Ölpumpe 462

D.

Dadieu, A. u. K. W. F. Kohlrausch, Beiträge zur Kenntnis des Ramaneffektes 384
Dampfdruck: Über den — der Halogenide des Thalliums und Bleis, v. F. Volmer 590
Dampfdruckkonstanten: Chemische Konstanten und —, v. A. Eucken. (Ph.) 818
Dämpfe: Über eine neue Methode zur Messung der relativen Zähigkeit von Gasen und —, v. A. Weißweiler 364

Seite

Dämpfung: Antwort auf die Bemerkungen des Herrn Glitscher zu der Arbeit in der Physik. Zeitschrift 29, 295, 1928 „Eine neue Methode zur — der Schwingungen eines Kreiselkompasses", v. O. Martienssen 231
— — Erwiderung, v. K. Glitscher 232
— — Schluß-Erwiderung, v. O. Martienssen . 232
Danneel, H., Elektrochemie und ihre physikalisch-chemischen Grundlagen. IV. (B.) . . . 31
Danzig: Das neue physikalische Institut der Technischen Hochschule —, v. F. Wolf 785
Danziger Hochschule: Die — lädt ein zum 25-jährigen Bestehen 18.—20. Juli 1929. (T.) 208
Debye, P., Interferometrische Messungen am Molekül. (Z.) 524
— L. Bewilogua u. F. Ehrhardt, Zerstreuung von Röntgenstrahlen an einzelnen Molekeln. (Vorläufige Mitteilung.) 84
Debye: Überführungszahlen und Ionenbeweglichkeiten in gemischten Elektrolytlösungen und ihre Deutung im Sinne der Theorie von —, Hückel und Onsager, v. K. Bennewitz, C. Wagner u. K. Küchler 623
Debyesche Theorie: Die innere Reibung von elektrolytischen Lösungen und ihre Deutung nach der —, v. H. Falkenhagen u. M. Dole 611
Demonstrationsversuche: Zwei —, v. J. Zahradníček 554
Demski, A., Die experimentelle Prüfung des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes für Elektronen, die aus einer Glühkathode austreten 291
Deubner, A., Eine empfindliche Methode zur Vergleichung von Elektrolytwiderständen bei Hochfrequenz. (Ph.) 946
— u. J. Malsch, Ein einfacher elektro-optischer Versuch 506
Deutschmann, W. u. W. Schottky, Zum Mechanismus der Richtwirkung in Kupferoxydulgleichrichtern. (Ph.) 839
Deviation und Kompensation, v. Th. Vahlen. (B.) 408
Diamagnetismus und Wellenmechanik, v. F. Bitter 497
Dielektrizitätskonstante: Experimentelle Untersuchungen der Veränderung der — eines verdünnten Gases durch Elektronen, v. L. Bergmann u. W. Düring. (S.-Th.) 206
— und Assoziation. (Nach Versuchen in hohen elektrischen Feldern), v. J. Malsch. (Ph.) . . 837
Dielektrizitätskonstanten: Über die — einiger Metalldämpfe, v. F. Krüger u. F. Maske. . 314
Diffusion: Eine neue Mikromethode zur Messung der — ungefärbter Substanzen, v. R. Zuber. (Ph.) 882
Dimensionstheorie, v. K. Menger. (B.) 63
Dingler, H., Das Experiment, sein Wesen und seine Geschichte. (B.) 559
Dipolmoment: Das — als charakteristische Gruppeneigenschaft, v. K. Höjendahl 391
Dipolmomente und Konstitution einiger Molekeln, v. R. Sängewald u. A. Weißberger. (S.-Th.) 268
— Zur Frage der Additivität molekularer —, v. A. Eucken u. L. Meyer 397
Dipolsubstanzen: Eine eigentümliche Gesetzmäßigkeit der Molekularpolarisation einiger reiner —, v. P. Groß 504
Diracsche Theorie: Über den Begriff der Geschwindigkeit in der — des Elektrons, v. V. Fock. (Ch.) 654

Seite

Dispersion: Die — und Absorption von Röntgenstrahlen, v. H. A. Kramers. (Z.) 522
— der elektrolytischen Leitfähigkeit, v. B. Brendel, O. Mittelstaedt u. H. Sack 576
— und Absorption, v. G. Jaffé. (Handbuch der Experimentalphysik. Herausg. v. W. Wien u. F. Harms. Bd. 19.) (B.) 606
— Messungen der — und Absorption von *Na Cl* in seinem Reststrahlengebiet, v. M. Czerny. (Ph.) 910
Dispersionstheorie im Röntgengebiet, v. R. de L. Kronig. (Z.) 521
Dissoziationsvorgänge: Über Ionisations- und — in einfachen Gasen, v. H. Kallmann u. B. Rosen. (Ph.) 772
Dole, M. u. **H. Falkenhagen,** Die innere Reibung von elektrolytischen Lösungen und ihre Deutung nach der Debyeschen Theorie 611
Dolejšek, V. u. **K. Pestrecov,** Die Bestimmung des Niveauverlaufes im periodischen System aus den Werten der achten Gruppe. (Ph.) . . . 898
Donat, K., O. Erbacher u. **K. Philipp,** Über einige apparative Hilfsmittel bei radioaktiven Untersuchungen 913
Dreiatomige Gase: Über die Molekularstruktur —, v. P. N. Ghosh u. P. C. Mahanti. I. Teil: CO_2, SO_2, CS_2 und NO_2. 531
Druck: Der Einfluß allseitigen — auf die metallische Leitfähigkeit in tiefer Temperatur (Kupfer), v. H. J. Seemann. 256
— Kolonnenionisation in Gasen bei erhöhtem —, v. G. Jaffé 849
Druckgefälle: Bemerkungen über den Reibungswiderstand und das —, v. S. Tarassenko 403
Duckert, P., Zur Frage der Küstenbrechung und Peilschwankung elektromagnetischer Wellen. (B.) 328
Düring, W. u. **L. Bergmann,** Experimentelle Untersuchungen der Veränderung der Dielektrizitätskonstante eines verdünnten Gases durch Elektronen. (S.-Th.) 206

E.

Edelgasmoleküle: Über den Wirkungsquerschnitt der — gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt, v. C. Ramsauer u. R. Kollath. (Ph.) 760
Eggert, J., Lehrbuch der physikalischen Chemie in elementarer Darstellung. 2. verb. Aufl. Gemeinsam bearb. m. L. Hock. (B.) 912
Ehrhardt, F., P. Debye u. **L. Bewilogua,** Zerstreuung von Röntgenstrahlen an einzelnen Molekeln. (Vorläufige Mitteilung.) 84
Eigenwerte: Über merkwürdige diskrete —, v. J. v. Neumann u. E. Wigner 465
— Über das Verhalten von — bei adiabatischen Prozessen, v. J. v. Neumann u. E. Wigner 467
Einfaden-Elektrometer: Über einen neuen Apparat zur Registrierung der Ausschläge von — und Zweifaden-Elektrometern, v. O. Mathias u. V. F. Hess 508
Einsehen: Verstehen und —, v. K. Schunck. (B.) 608
Einsteinsche einheitliche Feldtheorie: Die — und die Quantentheorie, v. J. Tamm. (Ch.) 652
Einsteinsche Feldtheorie: Eine kleine Bemerkung zur neuen —, v. J. Grommer. (Ch.) 645
Einsteinsche Formeln: Ableitung der — für die Brownsche Bewegung aus Impulsen der Molekülstöße, v. V. Pospišil 82
Einsteinsche Theorie: Über den Zusammenhang zwischen der — des Fernparallelismus und der fünfdimensionalen Feldtheorie, v. H. Mandel. (Ch.) 646

Seite

Eisen: Polymorphe Umwandlungen des — in ihren Beziehungen zu den Atomradien, v. F. Wever. (Z.) 520
Elastische Wellen: Über Fortpflanzung von — in viskosen Medien, v. B. Gutenberg. . . . 230
Elektrisch erregte mechanische Schwingungen: Über die Konstanz — und ihre Anwendung, v. W. Hensel. (S.-Th.) 274
Elektrische Bodenforschung, ihre physikalischen Grundlagen und ihre praktische Anwendung, v. W. Heine. (B.) 279
Elektrische Festigkeit: Die — flüssiger Isolierstoffe, v. A. Gyemant. (Z. B.) 33
Elektrische Konstanten: Über die Abhängigkeit einiger — und elektrooptischer Konstanten von Nitrobenzol und Nitrotoluol vom Reinheitsgrade, v. F. Hehlgans. (Ph.) 942
Elektrische Leitfähigkeit: Zur — des Carborunds, v. H. J. Seemann 143
Elektrische Momente: Über die — einiger unstarrer Moleküle, v. A. Weißberger u. R. Sängewald 792
Elektrische Oberflächeneigenschaften: Beziehungen zwischen dem normalen lichtelektrischen Effekt und — verschiedener Metalle, v. R. Suhrmann. (Ph.) 939
Elektrische Wellen: Radiotechnik VI. Die —, v. F. Kiebitz. (B.) 848
Elektrischer Widerstand: Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium IV. — von Gold in magnetischen Feldern bei tiefen Temperaturen, v. W. Meißner u. H. Scheffers. (Ph.) 827
Elektrizität: Einführung in die Theorie der — und des Magnetismus, v. M. Planck. (Einführung in die theoretische Physik, III. Bd. 2. Aufl.). (B.) 720
Elektrizitätsleitung: Über einen Fall von direktem Übergang der unselbständigen zur selbständigen — in stark ionisierten Gasen von hohem Druck, v. R. Thaller. 59
Elektrizitätsverteilung: Die — im Atom, v. D. R. Hartree. (Z.) 517
Elektrochemie und ihre physikalisch-chemischen Grundlagen, v. H. Danneel. IV. (B.). . . 31
Elektrolyte: Messungen der Gefrierpunktserniedrigung von verdünnten wässerigen Lösungen, die Gemische zweier — sind, v. R. Wesøe 412
— Zur Individualität der integralen Verdünnungswärmen starker —, v. E. Lange u. J. Meixner 670
Elektrolytischer Generator: Einige Versuche mit dem —, v. V. M. Schulgin 235
Elektrolytische Leitfähigkeit: Dispersion der —, v. B. Brendel, O. Mittelstaedt u. H. Sack 576
Elektrolytische Lösungen: Die innere Reibung von — und ihre Deutung nach der Debyeschen Theorie, v. H. Falkenhagen u. M. Dole 611
Elektrolytlösungen: Überführungszahlen und Ionenbeweglichkeiten in gemischten — und ihre Deutung im Sinne der Theorie von Debye, Hückel und Onsager, v. K. Bennewitz, C. Wagner u. K. Küchler 623
Elektrolytwiderstände: Eine empfindliche Methode zur Vergleichung von — bei Hochfrequenz, v. A. Deubner. (Ph.) 946
Elektromagnet: Über den Bau eines großen —, v. A. Glaser 472
— — Berichtigung 604

Seite

Elektromagnetische Wellen: Zur Frage der Küstenbrechung und Peilschwankung —, v. P. Duckert. (B.) 328
— Über die Ausbreitung der ebenen — im kugelsymmetrischen Gravitationsfelde, v. W. Alexandrow 480
— Die Ausbreitung der —, v. A. Sacklowski. (2. Band der Einzeldarstellungen aus der elektrischen Nachrichtentechnik.) Mit einer Einführg. v. K. W. Wagner. I. Aufl. (B.) . . 559
Elektrometer: Über einen neuen Apparat zur Registrierung der Ausschläge von Ein- und Zweifaden-—, v. O. Mathias u. V. F. Hess 508
Elektron: Über den Begriff der Geschwindigkeit in der Diracschen Theorie des —, v. V. Fock. (Ch.) 654
— Versuch einer quantentheoretischen Berechnung der Massen von Proton und —, v. R. Fürth. (Ph.) 895
Elektronen: Experimentelle Untersuchungen der Veränderung der Dielektrizitätskonstante eines verdünnten Gases durch —, v. L. Bergmann u. W. Düring. (S.-Th.) 206
— Über die Höchstgeschwindigkeit lichtelektrischer — im selektiven Empfindlichkeitsbereich des Kaliums, v. H. Teichmann. (S.-Th.) 206
— Die experimentelle Prüfung des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes für —, die aus einer Glühkathode austreten, v. A. Demski 291
— Die Wiedervereinigung von positiven Ionen mit freien —, v. R. Seeliger. (Z. B.) 329
— Nachweis langsamer — mit Hilfe des Geigerschen Zählers und Untersuchung der aus dünnen Schichten ausgelösten Photoelektronen, v. H. Kallmann. (Nach Versuchen gemeinsam mit H. v. Hornbostel.) (Z.) . . 526
— Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgasmoleküle gegenüber — unterhalb 1 Volt, v. C. Ramsauer u. R. Kollath. (Ph.) . . . 760
— Bemerkungen zur Ionisierungswirkung schneller —, v. H. Kulenkampff. (Ph.) 777
— Über spiegelnde und totale Reflexion der —, v. E. Rupp. (Ph.) 935
Elektronenaustritt: Experimentelles über den — aus Metallen, v. F. Rother u. E. Münder. (Vorläufige Mitteilung.) (N.) 65
Elektronenemission: Die Theorie der — der Metalle, v. L. Nordheim. (Z. B.) 177
Elektronenstoß: Die Anregung des sichtbaren „roten" und „blauen" Argonspektrums durch —, v. B. Schulze. (S.-Th.) 169
Elektronenstoßanregung: Die Lichtausbeute bei —, v. W. Hanle. (Nach gemeinsamen Untersuchungen mit W. Schaffernicht.) (Ph.) 901
Elektronenstrahlen: Über das Schwärzungsgesetz der photographischen Platte für —, v. W. Seitz u. G. Harig. (Ph.) 758
Elektronentheorie: The — of Valency, v. N. V. Sidgwick. (B.) 95
— Einige Bemerkungen zur — der Metalle, v. J. Frenkel. (Ch.) 713
Elektronenzählrohr: Zur Wirkungsweise des — von Geiger und Müller, v. H. Kniepkamp 237
— Technische Bemerkungen zum —, v. H. Geiger u. W. Müller. 489
— Dosierung von Radiumpräparaten mit dem — nach der γ-Strahlmethode, v. H. Neufeldt. 494
— Demonstration des — v. H. Geiger u. W. Müller. (Z.) 523

Seite

Elektrooptische Konstanten: Über die Abhängigkeit einiger elektrischer und — von Nitrobenzol und Nitrotoluol vom Reinheitsgrade, v. F. Hehlgans. (Ph.) 942
Elektrooptischer Versuch: Ein einfacher —, v. A. Deubner u. J. Malsch. 506
Elemente: Künstliche Verwandlung der — (Zertrümmerung der Atome), v. H. Pettersson. Aus dem Schwedischen übersetzt v. E. Kirsch. (B.) 280
— Geochemische Verteilungsgesetze der —, v. V. M. Goldschmidt. (Z.) 519
Emission: Über die positive — des Palladiums, v. M. Wolfke u. J. Rolinski. (Ph.) 817
Ende, W., Über Kontaktpotentiale zwischen gleichen Metallen 477
Energie: Über eine neue Form quantifizierter — im Quecksilberatom. Die Möglichkeit einer Rotation, v. R. G. Loyarte 678
— Fragen der — -erzeugung, -fortleitung und -verwendung. 10 Vortragsreihen, Hochschulkursus Darmstadt. (T.) 96
Energiegleichung zur Berechnung des Widerstandes und der Fallgeschwindigkeit von Steinen im Wasser, v. F. M. Exner. 458
Energieströmung: Die — bei der Totalreflexion, v. J. Picht. (Ph.) 905
Energieumsatz: Der — divergenter Ströme, v. H. Lorenz 77
Energieverteilung der primären β-Strahlen und die daraus zu folgernde γ-Strahlung, v. L. Meitner. (Z.) 515
Erbacher, O., K. Philipp u. **K. Donat,** Über einige apparative Hilfsmittel bei radioaktiven Untersuchungen 913
Erdoberfläche: Rhythmische Phänomene der —, v. H. Kaufmann. (B.) 604
Erdströme, v. F. Ollendorff. (B.) 279
Eucken, A., Chemische Konstanten und Dampfdruckkonstanten. (Ph.) 818
— u. **L. Meyer,** Zur Frage der Additivität molekularer Dipolmomente 397
Exner, F. M., Energiegleichung zur Berechnung des Widerstandes und der Fallgeschwindigkeit von Steinen im Wasser. 458
Experiment: Das —, sein Wesen und seine Geschichte, v. H. Dingler. (B.) 559
Experimentalphysik: Handbuch der —, v. W. Wien u. F. Harms. Bd. 25. I. Teil: Geophysik, I. Teil. (B.) 430
— — Bd. 19. (B.) 606
— Lehrbuch der — für Studierende, v. E. Warburg. 21. u. 22. völlig neubearb. Aufl. (B.) 784
Extensometer: Ein neues —, v. I. Zahradníček. 925

F.

Falkenhagen, H., Zur Theorie der Gesamtkurve des Wien-Effektes. (S.-Th.) 163
— Quantentheorie und Chemie (Leipziger Vorträge 1928). (B.) 558
— u. **M. Dole,** Die innere Reibung von elektrolytischen Lösungen und ihre Deutung nach der Debyeschen Theorie. 611
Fallgeschwindigkeit: Energiegleichung zur Berechnung des Widerstandes und der — von Steinen im Wasser, v. F. M. Exner 458
Feinmechanik: Bauelemente der —, v. O. Richter u. R. v. Voss. (B.) 655
Feldgeometrie: Einige Bemerkungen über die —, v. V. Fréedericksz u. A. Isakson. (Ch.) 645

Seite

Feldtheorie: Eine kleine Bemerkung zur neuen Einsteinschen —, v. J. Grommer. (Ch.) . . 645
— Über den Zusammenhang zwischen der Einsteinschen Theorie des Fernparallelismus und der fünfdimensionalen —, v. H. Mandel. (Ch.) 646
— Über die Lösung einiger Probleme in der neuen —, v. I. Tamm u. M. Leontowitsch. (Ch.) 648
— Die Einsteinsche einheitliche — und die Quantentheorie, v. I. Tamm. (Ch.) 652
Fernparallelismus: Über den Zusammenhang zwischen der Einsteinschen Theorie des — und der fünfdimensionalen Feldtheorie, v. H. Mandel. (Ch.) 646
Fernsprechverkehr: Zur Theorie des —, v. K. Frei. (B.) 971
Ferromagnetismus: Über Kristallstruktur und —, v. W. Schmidt 259
Feste Körper: Über eine Apparatur zur Bestimmung der thermischen Ausdehnung — bei hohen Temperaturen, v. H. Gerdien u. W. Jubitz. (Ph.) 826
Fischer, E. u. G. Jaffé, Die Beugung am ebenen, unendlich gut leitenden Gitter 87
Flächenzentriert-kubisches Raumgitterschema: Über eine einfache Möglichkeit der anschaulichen Darstellung der Röntgenniveaus durch ein —, v. R. Reinicke. 693
Flamm, L., Wellenpartikel. (Ph.) 893
Fleischer, R., Beitrag zu R. Suhrmann, Wasserstoff-Ionen als Ursache für das Auftreten der lichtelektrischen spektralen Selektivität des Kaliums 320
Flügelmessungen: Der Genauigkeitsgrad von — bei Wasserkraftanlagen, v. A. Staus. (B.) . . 847
Flüssigkeit: Über den Wärmeaustausch bei turbulenter Strömung einer — oder eines Gases, v. S. Tarassenko 252
Flüssigkeiten: Über eine lichtstarke Anordnung zur Beobachtung des Ramaneffektes in — und ihre Anwendung auf das Ramanspektrum des Benzols, v. R. Bär 856
Flüssigkeitsinterferenzen, v. J. A. Prins. (Z.) . 525
Fock, V., Über den Begriff der Geschwindigkeit in der Diracschen Theorie des Elektrons. (Ch.) 654
— u. **D. Iwanenko,** Zur Quantengeometrie. (Ch.) 648
Fowler, R. H., Statistical Mechanics. (B.) 431
Frank, Ph., Die Grundbegriffe der analytischen Mechanik als Grundlage der Quanten- und Wellenmechanik. (Z. B.) 209
Fraenkel, A., Einleitung in die Mengenlehre. 3. Aufl. (B.) 63
Fränz, H., Zur Zählung von α- und H-Teilchen mit dem Multiplikationszähler. (Ph.) 810
Fréedericksz, V. u. A. Isakson, Einige Bemerkungen über die Feldgeometrie. (Ch.) 645
Frei, K., Zur Theorie des Fernsprechverkehrs. (B.) 971
Frenkel, J., Einige Bemerkungen zur Elektronentheorie der Metalle. (Ch.) 713
— Zur Heitler-Londonschen Theorie der homöopolaren Moleküle. (Nachträgliche Bemerkung.) (Ch.) 716
Fresnelsche Formeln: Graphische Behandlung der — (Fall der Brechung), v. G. Krompholz . 251
Fünfdimensionale Feldtheorie: Über den Zusammenhang zwischen der Einsteinschen Theorie des Fernparallelismus und der —, v. H. Mandel. (Ch.) 646
Fürth, R., Versuch einer quantentheoretischen Berechnung der Massen von Proton und Elektron. (Ph.) 895
— Physik in der Zelle I. (Ph.) 951

G.

Seite

Gabor, D., Kathodenoszillograph. (B.) 94
Galilei und seine Zeit, v. L. Olschki. (B.) . . 560
Gamow, G., Über die Struktur des Atomkernes. (Ch.) 717
Ganguli, A. u. K. Kar, Über die statistische Begründung der Langmuirschen Adsorptionsformel 918
Gans, R., Der Zufall in der Physik. (B.) 328
— Medien mit veränderlichem Brechungsindex und Lichtzerstreuung. (Handbuch der Experimentalphysik. Herausg. v. W. Wien u. F. Harms. Bd. 19.) (B.) 606
Gas: Über den Wärmeaustausch bei turbulenter Strömung einer Flüssigkeit oder eines —, v. L. Tarassenko 252
— Experimentelle Untersuchungen der Veränderung der Dielektrizitätskonstante eines verdünnten — durch Elektronen, v. L. Bergmann u. W. Düring. (S.-Th.) 206
Gase: Über einen Fall von direktem Übergang der unselbständigen zur selbständigen Elektrizitätsleitung in stark ionisierten — von hohem Druck, v. R. Thaller 59
— Über die „mechanische" Ionisation von — durch extremen Druck bei beliebig tiefer Temperatur, v. W. Anderson 360
— Über eine neue Methode zur Messung der relativen Zähigkeit von — und Dämpfen, v. A. Weißweiler 304
— Über die Molekularstruktur dreiatomiger —, v. P. N. Ghosh u. P. C. Mahanti. I. Teil: CO_2, SO_2, CS_2 und NO_2 531
— Über Ionisations- und Dissoziationsvorgänge in einfachen —, v. H. Kallmann u. B. Rosen. (Ph.) 772
— Kolonnenionisation in — bei erhöhtem Druck, v. G. Jaffé 849
— Über Aktivierung von Metallen im Hochvakuum zu Sorbentien beliebiger, auch inerter —, v. M. A. Schirmann. (Thermische Molekular-Sorption.) (Ph.) 876
Gasionisation: Beitrag zum Studium der — durch positive Ionen und der Sekundäremission aus Platin, v. T. I. Câmpan 858
Gefrierpunktserniedrigung: Messungen der — von verdünnten wässerigen Lösungen, die Gemische zweier Elektrolyte sind, v. R. Wesse 412
Geiger, H. u. W. Müller, Technische Bemerkungen zum Elektronenzählrohr 489
— Demonstration des Elektronenzählrohrs. (Z.) 523
Geiger: Zur Wirkungsweise des Elektronenzählrohres von — und Müller, v. H. Kniepkamp 237
Geigerscher Zähler: Nachweis langsamer Elektronen mit Hilfe des — und Untersuchung der aus dünnen Schichten ausgelösten Photoelektronen, v. H. Kallmann. (Nach Versuchen gemeinsam mit H. v. Hornbostel.) (Z.) 520
Generator: Einige Versuche mit dem elektrolytischen —, v. V. M. Schulgin 235
Gent, W., Die Philosophie des Raumes und der Zeit. (B.) 657
Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente, v. V. M. Goldschmidt. (Z.) 519
Geologie und Radioaktivität, v. G. Kirsch. (B.) 783
Geometrie: Lineare — im Hilbertschen Raum, v. V. Ambarzumian. (Ch.) 651
Geometrische Optik: Über einen grundlegenden Satz der —, v. M. Herzberger. (S.-Th.) . 165
Geophysik: C. Angenheister —. (Handbuch der Experimentalphysik, herausgegeben von W. Wien u. F. Harms, Bd. 25, 1) (B.) 430

Seite

Georgii, W., Wettervorhersage. (B.) 31
Gerdien, H. u. W. Jubitz, Über eine Apparatur zur Bestimmung der thermischen Ausdehnung fester Körper bei hohen Temperaturen. (Ph.) 826
Gerding, H. u. A. Smits, Über den photoelektrischen Effekt des Aluminiums und seiner Amalgame. I. 322
Gerlach, W., Über das Wesen physikalischer Erkenntnis und Gesetzmäßigkeit. (B.) 432
Geschwindigkeit: Über den Begriff der — in der Diracschen Theorie des Elektrons, v. V. Fock. (Ch.) 654
Geschwindigkeitsverteilung: Die — bei gradlinigen turbulenten Strömungen, v. M. F. Treer 542
Geschwindigkeitsverteilungsgesetz: Die experimentelle Prüfung des Maxwellschen — für Elektronen, die aus einer Glühkathode austreten, v. A. Demski 291
— Ein Demonstrationsapparat zum Maxwellschen —, v. F. A. Schulze. 325
Ghosh, M., Über die Brownsche Rotationsbewegung 160
— P. N. u. P. C. Mahanti, Über die Molekularstruktur dreiatomiger Gase. I. Teil: CO_2, SO_2, CS_2 und NO_2 531
Gicklhorn, J. u. R. Keller, Methoden der Bioelektrostatik. (B.) 31
Gitter: Die Beugung am ebenen, unendlich gut leitenden —, v. G. Jaffé u. E. Fischer. . . . 87
Glaser, A., Über den Bau eines großen Elektromagneten 472
— — Berichtigung 664
Glastechnische Gesellschaft: Die Deutsche — in Frankfurt/M. 12. Tagung in Berlin vom 14. bis 16. November 1929. (T.) 720
Gleichförmige Translationen: Die Relativitätstheorie für —. (H. A. Lorentz, Vorlesungen über theoretische Physik an der Universität Leiden, IV.) (B.) 605
Glimmentladung: Der Einfluß des Wärmeübergangs auf die —, v. J. Schmekel 81
Glitscher, K.: Antwort auf die Bemerkungen des Herrn — zu der Arbeit in der Physik. Zeitschr. 29, 295, 1928 „Eine neue Methode zur Dämpfung der Schwingungen eines Kreiselkompasses", v. O. Martienssen 231
— — Erwiderung, v. K. Glitscher 232
— — Schluß-Erwiderung, v. O. Martienssen 232
Glühelektronenemission: Der Einfluß von Oberflächenschichten auf die — der Metalle, v. C. Zwikker 578
Glühkathode: Die experimentelle Prüfung des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes für Elektronen, die aus einer — austreten, v. A. Demski 291
Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. Systemnummer 21: Natrium. (B.) 556
Gold: Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium IV. Elektrischer Widerstand von — in magnetischen Feldern bei tiefen Temperaturen, v. W. Meißner u. H. Scheffers. (Ph.) . . 827
Goldschmidt, V. M., Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. (Z.) 519
Gradlinige turbulente Strömungen: Die Geschwindigkeitsverteilung bei —, v. M. F. Treer. . 542
Graff, K., Grundriß der Astrophysik. (B.) . . . 367
Graphische Behandlung der Fresnelschen Formeln (Fall der Brechung), v. G. Kromholz 251
Gravitationsfeld: Über die Ausbreitung der ebenen elektromagnetischen Wellen im kugelsymmetrischen —, v. W. Alexandrow . . 480

Seite

Grommer, J., Eine kleine Bemerkung zur neuen Einsteinschen Feldtheorie. (Ch.) 645
Groß, P., Eine eigentümliche Gesetzmäßigkeit der Molekularpolarisation einiger reiner Dipolsubstanzen 504
Grotrian, W., Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen. Teil I. II. (B.) . . . 207
Günther, E., Physikalisches Arbeitsbuch. I. Teil, Unterstufe. (B.) 608
Gurevič, M. M., Eine Vektordarstellung der photometrischen Größen 640
Gutenberg, B., Über Fortpflanzung von elastischen Wellen in viskosen Medien 230
Gyemant, A., Die elektrische Festigkeit flüssiger Isolierstoffe. (Z. B.) 33

H.

Haas, A., Materiewellen und Quantenmechanik. (B.) 488
Hahn, H., Handbuch für physikalische Schülerübungen. 3., verb. u. umgearb. Aufl. (B.). 280
Hall-Effekt: Zur Theorie des —, v. R. Peierls. (S.-Th.) 273
Halogenide: Über den Dampfdruck der — des Thalliums und Bleis, v. F. Volmer 590
Handbuch der Astrophysik. Herausg. v. G. Eberhard, A. Kohlschütter, H. Ludendorff. Bd. IV: Das Sonnensystem. (B.) 783
Handbuch der Experimentalphysik, v. W. Wien u. F. Harms. Bd. 25. I. Teil: Geophysik, I. Teil. (B.) 430
— — Bd. 19. (B.) 606
Hanle, W., Die optische Anregungsfunktion der Heliumlinien. (S.-Th.) 169
— Die Lichtausbeute bei Elektronenstoßanregung. (Nach gemeinsamen Untersuchungen mit W. Schaffernicht.) (Ph.) 901
Harig, G., Über die Absorption ultravioletten Lichtes durch flüssiges Kohlendioxyd . . . 8
— u. W. Seitz, Über das Schwärzungsgesetz der photographischen Platte für Elektronenstrahlen. (Ph.) 758
Harms, F. u. W. Wien, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 25. I. Teil: Geophysik, I. Teil. (B.) 430
— — Bd. 19. (B.) 606
Hartmannsche Beziehung: Über die — zur Eichung von Spektralapparaten, v. F. Hoffmann 238
Hartree, D. R., Die Elektrizitätsverteilung im Atom. (Z.) 517
Hehlgans, F., Über die Abhängigkeit einiger elektrischer und elektrooptischer Konstanten von Nitrobenzol und Nitrotoluol vom Reinheitsgrade. (Ph.) 942
Heine, W., Elektrische Bodenforschung, ihre physikalischen Grundlagen und ihre praktische Anwendung. (B.) 279
Heitler, W., Die Quantentheorie der Valenz. (Ch.) 713
Heitler: Zur —-Londonschen Theorie der homoöpolaren Moleküle, v. J. Frenkel. (Nachträgliche Bemerkung.) (Ch.) 716
Heitlersche Theorie: Die — der konzentrierten Lösungen, v. L. Vieth 126
Helium: Messungen mit Hilfe von flüssigem — IV. Elektrischer Widerstand von Gold in magnetischen Feldern bei tiefen Temperaturen, v. W. Meißner u. H. Scheffers. (Ph.) . . . 827
Heliumatom: Die Energie des — im Grundzustande, v. E. A. Hylleraas. 249

Seite

Heliumlinien: Die optische Anregungsfunktion der —, v. W. Hanle. (S.-Th.) 169
Heller, W. u. B. Lange, Tellur-Thermoelemente 419
Helligkeitsverteilung: Über die — am Himmel, v. G. I. Pokrowski 697
Hellmann, H., Analyse von Absorptionskurven für allseitige Inzidenz inhomogener Strahlung bei ebenen Grenzflächen 357
Hensel, W., Über die Konstanz elektrisch erregter mechanischer Schwingungen und ihre Anwendung. (S.-Th.) 274
Hergesell, H., Bemerkungen zu: H. Benndorf, „Über die experimentelle Erforschbarkeit der höheren Schichten der Atmosphäre" 429
— — Erwiderung v. H. Benndorf. 429
Herzberger, M., Über einen grundlegenden Satz der geometrischen Optik. (S.-Th.) 165
Heß, V. F. u. O. Mathias, Über einen neuen Apparat zur Registrierung der Ausschläge von Ein- und Zweifaden-Elektrometern. 508
— — Neue Registrierungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Sonnblick (3100m). (Ph.) 766
Heßsche Strahlung: Neue Untersuchungen über die durchdringende —, v. E. Steinke. (Ph.) 767
Hilbertscher Raum: Lineare Geometrie im —, v. V. Ambarzumian. (Ch.) 651
Himmel: Über die Helligkeitsverteilung am —, v. G. I. Pokrowski 697
Himmels-Almanach für das Jahr 1929, v. J. Plaßmann. (B.) 63
Hitzdrahtmikrophon: Messung der Schalldurchlässigkeit mit Hilfe des —, v. H. Kietz . . 145
Hochfrequenz: Eine empfindliche Methode zur Vergleichung von Elektrolytwiderständen bei —, v. A. Deubner. (Ph.) 946
Hochvakuum: Über Aktivierung von Metallen im — zu Sorbentien beliebiger, auch inerter Gase, v. M. A. Schirmann. (Thermische Molekular-Sorption.) (Ph.) 876
Hock, L., Lehrbuch der physikalischen Chemie in elementarer Darstellung, v. J. Eggert. 2. verb. Aufl. Gemeinsam bearb. m. —. (B.) 912
Hoffmann, F., Über die Hartmannsche Beziehung zur Eichung von Spektralapparaten 238
— **G.,** Absorption in angeregten Zuständen. (S.-Th.) 169
Höhenstrahlung: Die Natur der —, v. W. Bothe u. W. Kolhörster. (Z.) 516
— Bemerkungen zum Absorptionsgesetz der durchdringenden —, v. H. Kulenkampff 561
Höjendahl, K., Das Dipolmoment als charakteristische Gruppeneigenschaft. 391
Homoöpolare Moleküle: Zur Heitler-Londonschen Theorie der —, v. J. Frenkel. (Nachträgliche Bemerkung.) (Ch.) 716
Hören: Zur Theorie des —, v. G. v. Békésy. . 115
— Zur Theorie des —. Über die eben merkbare Amplituden- und Frequenzänderung eines Tones. Die Theorie der Schwebungen, v. G. v. Békésy 721
Hornbostel, H. v.: Nachweis langsamer Elektronen mit Hilfe des Geigerschen Zählers und Untersuchung der aus dünnen Schichten ausgelösten Photoelektronen, v. H. Kallmann. (Nach Versuchen gemeinsam mit —.) (Z.) . 526
Hostinský, B., Ein allgemeiner Satz über die Brownsche Bewegung. (Ph.) 894
Hückel: Überführungszahlen und Ionenbeweglichkeiten in gemischten Elektrolytlösungen und ihre Deutung im Sinne der Theorie von Debye, — und Onsager, v. K. Bennewitz, C. Wagner u. K. Küchler. 623

Seite

Hydrodynamik: Neuere Methoden und Ergebnisse der —, v. C. W. Oseen. (B.) 61
Hylleraas, E. A., Die Energie des Heliumatoms im Grundzustande 249

I.

Ilberg, W. u. F. Schröter, Vergleich von Selen- und Photozellen 801
Iliin, B., Sedimentation und Benetzung. (Künstliche Inversion des Benetzungswärmeeffektes und Benetzungswärmeproblem in physikalisch-chemischer Analyse.) (Ph.) 880
Integrale Verdünnungswärmen: Zur Individualität der — starker Elektrolyte, v. E. Lange u. J. Meixner. 670
Interferometer: Ein — zur Untersuchung von Wachstumsvorgängen, v. K. W. Meißner. (Ph.) 965
Interferometrische Messungen am Molekül, v. P. Debye. (Z.) 524
Ionen: Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und — mit ein, zwei und drei Valenzelektronen, v. W. Grotrian. Tl. I. II. (B.) 207
— Die Wiedervereinigung von positiven — mit freien Elektronen, v. R. Seeliger. (Z. B.) . 329
— Beitrag zum Studium der Gasionisation durch positive — und der Sekundäremission aus Platin, v. T. I. Câmpan 858
Ionenbeweglichkeiten: Überführungszahlen und — in gemischten Elektrolytlösungen und ihre Deutung im Sinne der Theorie von Debye, Hückel und Onsager, v. K. Bennewitz, C. Wagner u. K. Küchler 623
Ionisation: Über die „mechanische" — von Gasen durch extremen Druck bei beliebig tiefer Temperatur, v. W. Anderson 360
— Nachweis von Atomtrümmern aus Aluminium durch Messung der — eines einzelnen *H*-Strahls, v. H. Pose. (Ph.) 780
Ionisations-Spektrometer: Ein — für langwellige Röntgenstrahlen, v. H. Kulenkampff u. B. Woernle. 551
Ionisationsvorgänge: Über — und Dissoziationsvorgänge in einfachen Gasen, v. H. Kallmann u. B. Rosen. (Ph.) 772
Ionisierte Gase: Über einen Fall von direktem Übergang der unselbständigen zur selbständigen Elektrizitätsleitung in stark — von hohem Druck, v. R. Thaller 59
Ionisierungswirkung: Bemerkungen zur — schneller Elektronen, v. H. Kulenkampff. (Ph.) 777
Isakson, A. u. V. Fréedericksz, Einige Bemerkungen über die Feldgeometrie. (Ch.) . . . 645
Isolierstoffe: Die elektrische Festigkeit flüssiger —, v. A. Gyemant. (Z. B.) 33
Issendorff, J. v.: Bemerkung zu der Veröffentlichung von Herrn —, (Physik. Zeitschr. 29, 857, 1928: „Die Verdampfung an der Kathode des *Hg*-Lichtbogens"), v. E. Kobel . . 233
Iwanenko, D. u. V. Fock, Zur Quantengeometrie. (Ch.) 648

J.

Jacobi, W., Über die Ladungen der Quecksilberatome im Kanalstrahl 568
Jaffé, G., Dispersion und Absorption. (Handbuch der Experimentalphysik. Herausg. v. W. Wien u. F. Harms. Bd. 19.) (B.) 606
— Kolonnenionisation in Gasen bei erhöhtem Druck 849

Seite

Jaffé, G. u. E. Fischer, Die Beugung am ebenen, unendlich gut leitenden Gitter 87
Jellinek, K., Lehrbuch der physikalischen Chemie. I. u. II. Bd. 2. vollst. umgearb. Aufl. (B.) . 604
Jentzsch, F., Optische Versuche mit Röntgenstrahlen. (S.-Th.) 268
Joos, G., Bemerkungen zur Druckverbreiterung von Spektrallinien. (S.-Th.) 168
Jordan, P., Der gegenwärtige Stand der Quantenelektrodynamik. (Ch.) 700
Jubitz, W. u. H. Gerdien, Über eine Apparatur zur Bestimmung der thermischen Ausdehnung fester Körper bei hohen Temperaturen. (Ph.) 826

K.

Kalium: Über die Höchstgeschwindigkeit lichtelektrischer Elektronen im selektiven Empfindlichkeitsbereich des —, v. H. Teichmann. (S.-Th.) 206
— Beitrag zu R. Suhrmann, Wasserstoff-Ionen als Ursache für das Auftreten der lichtelektrischen spektralen Selektivität des —, v. R. Fleischer 320
— Wasserstoff und die photoelektrische Emission aus —, v. N. Campbell 537
Kallmann, H., Nachweis langsamer Elektronen mit Hilfe des Geigerschen Zählers und Untersuchung der aus dünnen Schichten ausgelösten Photoelektronen. (Nach Versuchen gemeinsam mit H. v. Hornbostel.) (Z.) . . 526
— u. B. Rosen, Über Ionisations- und Dissoziationsvorgänge in einfachen Gasen. (Ph.) . 772
Kanalstrahl: Über die Ladungen der Quecksilberatome im —, v. W. Jacobi 568
Kanalstrahlen: Neuere Untersuchungen an —, v. H. Rausch v. Traubenberg. (Ph.) . . 750
Kar, K. u. A. Ganguli, Über die statistische Begründung der Langmuirschen Adsorptionsformel 918
Karborundumdetektor: Über eine Anwendung der Quantentheorie zur Leuchtenerscheinung am —, v. O. W. Lossew 920
Karborund: siehe auch Carborund.
Kathode: Die Verdampfung an der — des *Hg*-Lichtbogens, v. E. Kobel. Bemerkung zu der Veröffentlichung von Herrn J. v. Issendorff (Physik. Zeitschr. 29, 857, 1928) 233
Kathodenoszillograph, v. D. Gabor. (B.) . . . 94
Kathodenstrahlgeschwindigkeit: Präzisionsmessungen der —, v. F. Kirchner. (Ph.) . 773
Kaufmann, H., Rhythmische Phänomene der Erdoberfläche. (B.) 604
Keller, R. u. J. Gicklhorn, Methoden der Bioelektrostatik. (B.) 31
Kennard, E. H., Über Potentialschwellen und radioaktiven Zerfall in der Quantenmechanik 495
Kerr-Konstante: Die — des Nitrobenzols, v. R. Möller. (Vorveröffentlichung.) 20
Kiebitz, F., Radiotechnik VI, Die elektrischen Wellen. (B.) 848
Kietz, H., Messung der Schalldurchlässigkeit mit Hilfe des Hitzdrahtmikrophons 145
Kinematographie: La Cinématographie, v. L. Bull. (B.) 328
Kinetische Probleme. (H. A. Lorentz, Vorlesungen über theoretische Physik an der Universität Leiden, II.) (B.) 605
Kirchhof, F., Über Phosphoreszenz und photochemische Wirkung einiger mit ultra-violettem Licht bestrahlter organischer und anorganischer Substanzen 240

Seite

Kirchner, F., Präzisionsmessungen der Kathodenstrahlgeschwindigkeit. (Ph.) 773
Kirsch, E.: Künstliche Verwandlung der Elemente. (Zertrümmerung der Atome), v. H. Pettersson. Aus dem Schwedischen übersetzt v. —. (B.) 280
Kirsch, G., Geologie und Radioaktivität. (B.) 783
Kneser, A., Das Prinzip der kleinsten Wirkung von Leibniz bis zur Gegenwart. (B.) 605
Kneser, H. O., Eine einfache Anordnung zur Demonstration des Michelsoninterferometers . . 251
Kniepkamp, H., Zur Wirkungsweise des Elektronenzählrohres von Geiger und Müller . . 237
Kobel, E., Die Verdampfung an der Kathode des *Hg*-Lichtbogens. Bemerkung zu der Veröffentlichung von Herrn J. v. Issendorff (Physik. Zeitschr. 29, 857, 1928) 233
Kohlendioxyd: Über die Absorption ultravioletten Lichtes durch flüssiges —, v. G. Harig . . . 8
Kohlenwasserstoffketten: Über die Wirkungsquerschnittskurven der —, v. E. Brüche. (Ph.) 815
Kohlrausch, K. W. F. u. A. Dadieu, Beiträge zur Kenntnis des Ramaneffektes 384
Kolhörster, W. u. W. Bothe, Die Natur der Höhenstrahlung. (Z.) 516
Kollath, R. u. C. Ramsauer, Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgasmoleküle gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt. (Ph.) 760
Kolloid: Die Atmosphäre als —, v. A. Schmauß u. A. Wigand. (B.) 556
Kolonnenionisation in Gasen bei erhöhtem Druck, v. G. Jaffé 849
Kometen: Bahnbestimmung der Planeten und —, v. G. Stracke. (B.) 657
Kompensation: Deviation und —, v. Th. Vahlen. (B.) 408
Konstanten: Über die Abhängigkeit einiger elektrischer und elektrooptischer — von Nitrobenzol und Nitrotoluol vom Reinheitsgrade, v. F. Hehlgans. (Ph.) 942
Kontaktpotentiale: Über — zwischen gleichen Metallen, v. W. Ende 477
Kontinuitätstheorie: Über Entwicklungsmöglichkeiten der —, v. E. Lohr. (Ph.) 889
Korn, A., Wellenmechanik und universelle Schwingungen. (Ph.) 887
Koronaeffekt: Spektrographische Untersuchung des —, v. S. P. Żebrowski 687
Kosmische Ultrastrahlung: Neue Registrierungen der — auf dem Sonnblick (3100 m), v. V. F. Heß u. O. Mathias. (Ph.) 766
Kramers, H. A., Die Dispersion und Absorption von Röntgenstrahlen. (Z.) 522
Kreiselkompaß: Antwort auf die Bemerkungen des Herrn Glitscher zu der Arbeit „Eine neue Methode zur Dämpfung der Schwingungen eines —", v. O. Martienssen 231
— — Erwiderung, v. K. Glitscher 232
— — Schluß-Erwiderung v. O. Martienssen . 232
Kreisrunder Überfall: Der — und seine Abarten, v. A. Staus u. K. v. Sanden. (B.) 847
Kretzschmar, F. E., Die Krankheiten des Bleiakkumulators, ihre Entstehung, Feststellung, Beseitigung. Verhütung. 3. verb. Aufl. (B.) 367
Kristalle: Zum Ramaneffekt an —, v. C. Schaefer, F. Matossi u. H. Aderhold. (Vorläufige Mitteilung.) 581
— Ein Diagramm der physikalischen Eigenschaften der —, v. J. Kunz 463
Kristallphysik: Lehrbuch der —, v. W. Voigt. 2. Aufl. (B.) 207

Seite

Kristallstruktur: Über — und Ferromagnetismus, v. W. Schmidt 259
Kristallstrukturanalyse: Röntgenspektroskopie und —, v. A. Schleede u. E. Schneider. Bd. I. II. (B.) 607
Krompholz, G., Graphische Behandlung der Fresnelschen Formeln (Fall der Brechung) . 251
Kronig, R. de L., Dispersionstheorie im Röntgengebiet. (Z.) 521
Krüger, F. u. F. Maske, Über die Dielektrizitätskonstanten einiger Metalldämpfe 314
Küchler, K., K. Bennewitz u. C. Wagner, Überführungszahlen und Ionenbeweglichkeiten in gemischten Elektrolytlösungen und ihre Deutung im Sinne der Theorie von Debye, Hückel und Onsager 623
Kugelblitzaufnahmen: Über die Süringsche Blitzaufnahme; sowie über einige neuere, vermeintliche —, v. B. Walter 261
Kugelsymmetrisches Gravitationsfeld: Über die Ausbreitung der ebenen elektromagnetischen Wellen im —, v. W. Alexandrow 480
Kulenkampff, H., Untersuchungen über die kontinuierliche Röntgenstrahlung. (Z.) 513
— Bemerkungen zum Absorptionsgesetz der durchdringenden Höhenstrahlung 561
— Bemerkungen zur Ionisierungswirkung schneller Elektronen. (Ph.) 777
— u. B. Woernle, Ein Ionisations-Spektrometer für langwellige Röntgenstrahlen 551
Kunz, J., Ein Diagramm der physikalischen Eigenschaften der Kristalle 463
Kupfer: Der Einfluß allseitigen Druckes auf die metallische Leitfähigkeit in tiefer Temperatur (—), v. H. J. Seemann 256
Kupferoxydulgleichrichter: Zum Mechanismus der Richtwirkung in —, v. W. Schottky u. W. Deutschmann. (Ph.) 839
Küstenbrechung: Zur Frage der — und Peilschwankung elektromagnetischer Wellen, v. P. Duckert. (B.) 328
Kyropulos, S., Viskosität und Strömungsorientierung. Berichtigung 64

L.

Ladenburg, R., Die Starkeffekte höherer Atome und ihre quantentheoretische Deutung. (Z. B.) 369
Laminarer Bewegungswiderstand: Der —, v. H. Lorenz 201
Landau, L., Zum spin-Effekt im Mehrkörperproblem. (Ch.) 654
Lange, B. u. W. Heller, Tellur-Thermoelemente . 419
Lange, E. u. J. Meixner, Zur Individualität der integralen Verdünnungswärmen starker Elektrolyte 670
Langmuirsche Adsorptionsformel: Über die statistische Begründung der —, v. K. Kar u. A. Ganguli 918
Langmuirsche Sondentheorie: Bemerkungen zur —, v. R. Seeliger. 527
Langmuir-Sonden: Optische Beobachtungen an —, v. R. Seeliger u. H. Straehler 929
Langwellige Röntgenstrahlen: Ein Ionisations-Spektrometer für —, v. H. Kulenkampff u. B. Woernle 551
— Über die Absorption und Reflexion —, v. M. A. Valouch. (Ph.) 911
Laski, G., v. S. Tolksdorf 409
Lecher, E., Lehrbuch der Physik. 5. Aufl. bearb. v. St. Meyer u. E. Schweidler. (B.) . . . 558
Leibniz: Das Prinzip der kleinsten Wirkung von — bis zur Gegenwart, v. A. Kneser. (B.) . 695
Leitfähigkeit: Dispersion der elektrolytischen —, v. B. Brendel, O. Mittelstaedt u. H. Sack 576
Leontowitsch, M. u. I. Tamm, Über die Lösung einiger Probleme in der neuen Feldtheorie. (Ch.) 648
Leuchtenerscheinung: Über eine Anwendung der Quantentheorie zur — am Karborundumdetektor, v. O. W. Lossew 920
Lewitsky, M. A. u. M. A. Lukomsky, Das Thermoelement *Te/Bi* und seine praktischen Anwendungen 203
Lichtausbeute: Die — bei Elektronenstoßanregung, v. W. Hanle. (Nach gemeinsamen Untersuchungen mit W. Schaffernicht.) (Ph.) 901
Lichtbiologie und Lichttherapie. Eine Vortragsreihe, herausgeg. v. H. Meyer. (B.) 31
Lichtbogen: Die Verdampfung an der Kathode des *Hg*- —, v. E. Kobel. Bemerkung zu der Veröffentlichung von Herrn J. v. Issendorff (Physikal. Zeitschr. 29, 857, 1928) 233
Lichtelektrischer Effekt: Beziehungen zwischen dem normalen — und elektrischen Oberflächeneigenschaften verschiedener Metalle, v. R. Suhrmann. (Ph.) 939
Lichtelektrische Elektronen: Über die Höchstgeschwindigkeit — im selektiven Empfindlichkeitsbereich des Kaliums, v. H. Teichmann. (S.-Th.) 206
Lichtenecker, K., Mischkörpertheorie als Wahrscheinlichkeitsproblem 805
Lichtgeschwindigkeit: Über die Messung der —, v. O. Mittelstaedt. (S.-Th.) 165
— Bemerkung zu den Messungen der — im Vakuum, v. H. Maurer 464
Lichtquantenbrechung: Materiewellen- und —, v. H. Bauer 597
Lichttherapie: Lichtbiologie und —. Eine Vortragsreihe, herausgeg. v. H. Meyer. (B.) . . 31
Lichtzerstreuung: Medien mit veränderlichem Brechungsindex und —, v. R. Gans. (Handbuch der Experimentalphysik. Herausg. v. W. Wien u. F. Harms. Bd. 19.) (B.) . . . 606
— La diffusion moléculaire de la lumière, v. J. Cabannes. (B.) 972
Lineare Geometrie im Hilbertschen Raum, v. V. Ambarzumian. (Ch.) 651
Lodge, Sir O., Der Äther und die Wirklichkeit. (B.) 607
Lohr, E., Über Entwicklungsmöglichkeiten der Kontinuitätstheorie. (Ph.) 889
London: Zur Heitler-—schen Theorie der homöopolaren Moleküle, v. J. Frenkel. (Nachträgliche Bemerkung.) (Ch.) 716
Lorentz, H. A., Vorlesungen über theoretische Physik an der Universität Leiden. I—IV. (B.) 605
Lorenz, H., Der Energieumsatz divergenter Ströme 77
— Der laminare Bewegungswiderstand 201
— Der Widerstand von Rohrkrümmern 228
Lossew, O. W., Über eine Anwendung der Quantentheorie zur Leuchtenerscheinung am Karborundumdetektor 920
Lösungen: Die Heitlersche Theorie der konzentrierten —, v. L. Vieth 126
— Die innere Reibung von elektrolytischen — und ihre Deutung nach der Debyeschen Theorie, v. H. Falkenhagen u. M. Dole . . 611

Seite

Loyarte, R. G., Über eine neue Form quantifizierter Energie im Quecksilberatom. Die Möglichkeit einer Rotation 678
— Die quantifizierte Rotation des Thalliumatoms 923
— u. A. T. Williams, Die Absorptionsspektren der Dämpfe des Zinns, Silbers und Mangans zwischen 5500 und 2140 Angströmeinheiten 68
— — Das Absorptionsspektrum des Nickeldampfes. Neue Multipletten des Nickels (I). 634
Lukomsky, M. A. u. M. A. Lewitsky, Das Thermoelement *Te/Bi* und seine praktischen Anwendungen 203

M.

Macku, B.: Zwei Apparate nach —, v. J. Zahradníček 925
Magnetismus: Einführung in die Theorie der Elektrizität und des —, v. M. Planck. (Einführung in die theoretische Physik, III. Bd. 2. Aufl.) (B.) 720
Mahanti, P. C. u. P. N. Ghosh, Über die Molekularstruktur dreiatomiger Gase. I. Teil: CO_2, SO_2, CS_2 und NO_2 531
Malsch, J., Dielektrizitätskonstante und Assoziation. (Nach Versuchen in hohen elektrischen Feldern.) (Ph.) 837
— u. A. Deubner, Ein einfacher elektrooptischer Versuch 566
Mandel, H., Über den Zusammenhang zwischen der Einsteinschen Theorie des Fernparallelismus und der fünfdimensionalen Feldtheorie. (Ch.) 646
Mangan: Die Absorptionsspektren der Dämpfe des Zinns, Silbers und — zwischen 5500 und 2140 Angströmeinheiten, v. R. G. Loyarte u. A. T. Williams 68
Mark, H., Starkeffekt und Polarisation, v. R. Wierl. (Nach Versuchen gemeinsam mit —.) (Ph.) 939
— u. G. v. Susich, Neue Messungen über die Linienbreite der Röntgenstrahlen. (Vorgetragen v. H. Mark.) (Z.) 526
Martienssen, O., Antwort auf die Bemerkungen des Herrn Glitscher zu meiner Arbeit in der Physik. Zeitschr. 29, 295, 1928 „Eine neue Methode zur Dämpfung der Schwingungen eines Kreiselkompasses" 231
— — Erwiderung, v. K. Glitscher 232
— — Schluß-Erwiderung, v. O. Martienssen 232
Maske, F., Beitrag zur Herstellung konstanter Schwingungsfrequenzen eines Röhrengenerators 197
— u. F. Krüger, Über die Dielektrizitätskonstanten einiger Metalldämpfe 314
Materiewellen: Über Zerstreuung und Brechung der —, v. H. Bauer 139
— und Quantenmechanik, v. A. Haas, (B.) . 488
— - und Lichtquantenbrechung, v. H. Bauer 597
Mathematik: Höhere —, v. R. Rothe. Teil II. (B.) 328
— Repertorium der höheren —, v. E. Pascal. (B.) 972
Mathias, O. u. V. F. Heß, Über einen neuen Apparat zur Registrierung der Ausschläge von Ein- und Zweifaden-Elektrometern 508
— — Neue Registrierungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Sonnblick (3100 m). (Ph.) 760
Matossi, F., C. Schaefer u. H. Aderhold, Zum Ramaneffekt an Kristallen. (Vorläufige Mitteilung.) 581

Seite

Maurer, H., Bemerkung zu den Messungen der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum 464
Maxwellsches Geschwindigkeitsverteilungsgesetz: Die experimentelle Prüfung des — für Elektronen, die aus einer Glühkathode austreten, v. A. Demski 291
— Ein Demonstrationsapparat zum —, v. F. A. Schulze 325
Mechanik: Einführung in die allgemeine —, v. M. Planck. (Einführung in die theoretische Physik, I. Bd. 4. Aufl.) (B.) 720
— Vorlesungen über allgemeine —, v. A. Brill. (B.) 847
„Mechanische" Ionisation: Über die — von Gasen durch extremen Druck bei beliebig tiefer Temperatur, v. W. Anderson 360
Mecke, R., Über die Absorptionsspektren des Wasserdampfes und des Ammoniaks. (Ph.) 907
Mehrkörperproblem: Zum spin-Effekt im —, v. L. Landau. (Ch.) 654
Meißer, O., Die Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Sprengungen. (S.-Th.) 170
Meißner, K. W., Ein Interferometer zur Untersuchung von Wachstumsvorgängen. (Ph.) 965
Meißner, W. u. H. Scheffers, Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium IV. Elektrischer Widerstand von Gold in magnetischen Feldern bei tiefen Temperaturen. (Ph.) 827
Meitner, L., Energieverteilung der primären β-Strahlen und die daraus zu folgernde γ-Strahlung. (Z.) 515
Meixner, J. u. E. Lange, Zur Individualität der integralen Verdünnungswärmen starker Elektrolyte 670
Mengenlehre: Einleitung in die —, v. A. Fraenkel. 3. Aufl. (B.) 63
Menger, K., Dimensionstheorie. (B.) 63
Messen und Wägen, v. W. Block. (B.) 175
Metalle: Experimentelles über den Elektronenaustritt aus —, v. F. Rother u. E. Münder. (Vorläufige Mitteilung.) (N.) 65
— Die Theorie der Elektronenemission der —, v. L. Nordheim. (Z. B.) 177
— Über Kontaktpotentiale zwischen gleichen —, v. W. Ende 477
— Der Einfluß von Oberflächenschichten auf die Glühelektronenemission der —, v. C. Zwikker 578
— Einige Bemerkungen zur Elektronentheorie der —, v. J. Frenkel. (Ch.) 713
— Über Aktivierung von — im Hochvakuum zu Sorbentien beliebiger, auch inerter Gase, v. M. A. Schirmann. (Thermische Molekular-Sorption.) (Ph.) 876
— Beziehungen zwischen dem normalen lichtelektrischen Effekt und elektrischen Oberflächeneigenschaften verschiedener —, v. R. Suhrmann. (Ph.) 939
Metalldämpfe: Über die Dielektrizitätskonstanten einiger —, v. F. Krüger u. F. Maske . 314
Metall-Lösung: Über den Potentialsprung: —, v. A. E. Brodsky 665
Metallische Leitfähigkeit: Der Einfluß allseitigen Druckes auf die — in tiefer Temperatur (Kupfer), v. H. J. Seemann 256
Metallographische Ferienkurse: Die — an der Technischen Hochschule zu Berlin. (T.) . . 96
Meyer, E. H. L., Über den Ramaneffekt bei Wasser. (Nach gemeinsamen Versuchen v. E. H. L. Meyer u. J. Port.) (S.-Th.) 170
Meyer, H., Lichtbiologie und Lichttherapie. Eine Vortragsreihe, herausgeg. v. —. (B.) . . . 31

Seite

Meyer, L. u. A. Eucken, Zur Frage der Additivität molekularer Dipolmomente 397
Meyer, St. u. E. Schweidler, E. Lechers Lehrbuch der Physik. 5. Aufl. bearb. v. —. (B.) . . . 558
Michelsoninterferometer: Eine einfache Anordnung zur Demonstration des —, v. H. O. Kneser. 251
Mischkörpertheorie als Wahrscheinlichkeitsproblem, v. K. Lichtenecker 805
Mittelstaedt, O., Über die Messung der Lichtgeschwindigkeit. (S.-Th.) 165
— B. Brendel u. H. Sack, Dispersion der elektrolytischen Leitfähigkeit 576
Molekeln: Zerstreuung von Röntgenstrahlen an einzelnen —, v. P. Debye, L. Bewilogua u. F. Ehrhardt. (Vorläufige Mitteilung.) . . . 84
— Dipolmomente und Konstitution einiger —, v. R. Sängewald u. A. Weißberger. (S.-Th.) 268
Molekül: Interferometrische Messungen am —, v. P. Debye. (Z.) 524
Moleküle: Die Leitfähigkeitsänderung wässeriger Salzlösungen in Gegenwart neutraler — (Rohrzucker), v. H. Poßner u. M. Wien. (S.-Th.) 161
— Zur Heitler-Londonschen Theorie der homöopolaren —, v. J. Frenkel. (Nachträgliche Bemerkung.) (Ch.) 716
— Über die elektrischen Momente einiger unstarrer —, v. A. Weißberger u. R. Sängewald 792
Molekulare Dipolmomente: Zur Frage der Additivität —, v. A. Eucken u. L. Meyer. . 397
Molekulare Lichtzerstreuung: La diffusion moléculaire de la lumière, v. J. Cabannes. (B.) 972
Molekularer Wasserstoff: Experimentelle Untersuchungen über den Reaktionsverlauf bei der Bildung von — aus den Atomen, v. H. Senftleben u. O. Riechemeier. (S.-Th.) 206
— Eine Methode zur Untersuchung des Reaktionsverlaufes bei der Bildung von — aus den Atomen, v. H. Senftleben u. O. Riechemeier 745
— — Berichtigung 912
Molekularpolarisation: Eine eigentümliche Gesetzmäßigkeit der — einiger reiner Dipolsubstanzen, v. P. Groß 504
Molekular-Sorption: Über Aktivierung von Metallen im Hochvakuum zu Sorbentien beliebiger, auch inerter Gase, v. M. A. Schirmann. (Thermische —.) (Ph.) 876
Molekularstruktur: Über die — dreiatomiger Gase, v. P. N. Ghosh u. P. C. Mahanti. I. Teil: CO_2, SO_2, CS_2 und NO_2 531
Molekülstöße: Ableitung der Einsteinschen Formeln für die Brownsche Bewegung aus Impulsen der —, v. V. Pospíšil 82
Möller, R., Die Kerr-Konstante des Nitrobenzols. (Vorveröffentlichung.) 20
Müller, E. C., Unterstufe der Physik, v. F. Poske: Unt. Mitw. v. Bavink u. 9. Aufl. neu bearb. v. —. Ausg. B. (B.) 847
Müller, W. u. H. Geiger, Technische Bemerkungen zum Elektronenzählrohr 489
— Demonstration des Elektronenzählrohrs. (Z.) 523
Müller: Zur Wirkungsweise des Elektronenzählrohres von Geiger und —, v. H. Kniepkamp 237
Multiplikationszähler: Zur Zählung von α- und H-Teilchen mit dem —, v. H. Franz. (Ph.) . . 810
München: Das Physikalische Institut der Technischen Hochschule —, v. J. Zenneck . . . 433

Seite

Münder, E. u. F. Rother, Experimentelles über den Elektronenaustritt aus Metallen. (Vorläufige Mitteilung.) (N.) 95
Murmann, H. u. M. Czerny, Über die Saugeschwindigkeit einer rotierenden Ölpumpe . . 462

N.

Nachhall: Über den — in geschlossenen Räumen, v. K. Schuster u. E. Waetzmann. (S.-Th.) 207
Natrium: Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. Herausg. v. d. Deutschen Chemischen Gesellschaft. Systemnummer 21: —. 8. Aufl. (B.) 556
Natrium-Chlorid ($NaCl$): Messungen der Dispersion und Absorption von — in seinem Reststrahlengebiet, v. M. Czerny. (Ph.) . . 910
Natrium-Photokathoden: Über rotempfindliche —, v. P. Selényi. (Ph.) 933
Naturphilosophie: Gedanken zur —, v. P. Schilder. (B.) 431
Neufeldt, H., Dosierung von Radiumpräparaten mit dem Elektronenzählrohr nach der γ-Strahlmethode 494
Neumann, F., Gesammelte Werke. Hrsg. v. seinen Schülern. 1. Bd. (B.) 95
Neumann, J. v. u. E. Wigner, Über merkwürdige diskrete Eigenwerte 465
— Über das Verhalten von Eigenwerten bei adiabatischen Prozessen 467
Nickel: Das Absorptionsspektrum des Nickeldampfes. Neue Multipletten des — (I), v. R. G. Loyarte u. A. T. Williams. 634
Nickeldampf: Das Absorptionsspektrum des —. Neue Multipletten des Nickels (I), v. R. G. Loyarte u. A. T. Williams 634
Nitrobenzol: Die Kerr-Konstante des —, v. R. Möller. (Vorveröffentlichung) 20
— Über die Abhängigkeit einiger elektrischer und elektrooptischer Konstanten von — und Nitrotoluol vom Reinheitsgrade, v. F. Hehlgans. (Ph.) 942
Nitrotoluol: Über die Abhängigkeit einiger elektrischer und elektrooptischer Konstanten von Nitrobenzol und — vom Reinheitsgrade, v. F. Hehlgans. (Ph.) 942
Niveauverlauf: Die Bestimmung des — im periodischen System aus den Werten der achten Gruppe, v. V. Dolejšek u. K. Pestrecov. (Ph.) 898
Nordheim, L., Die Theorie der Elektronenemission der Metalle. (Z. B.) 177
Nußbaumer-Stiftung: Errichtung einer — an der Technischen Hochschule Graz. (T.) . . 972

O.

Oberflächeneigenschaften: Beziehungen zwischen dem normalen lichtelektrischen Effekt und elektrischen — verschiedener Metalle, v. K. Suhrmann. (Ph.) 939
Oberflächenschichten: Der Einfluß von — auf die Glühelektronenemission der Metalle, v. C. Zwikker 578
Ollendorff, F., Erdströme. (B.) 279
Ölpumpe: Über die Saugeschwindigkeit einer rotierenden —, v. M. Czerny u. H. Murmann 462
Olschki, L., Galilei und seine Zeit. (B.) 560
Onsager: Überführungszahlen und Ionenbeweglichkeiten in gemischten Elektrolytlösungen und ihre Deutung im Sinne der Theorie von Debye, Hückel und —, v. K. Bennewitz, C. Wagner u. K. Küchler. 623

Seite

Optik: Über einen grundlegenden Satz der geometrischen —, v. M. Herzberger. (S.-Th.) 165
Optische Anregungsfunktion: Die — der Heliumlinien, v. W. Hanle. (S.-Th.) 169
Optische Beobachtungen an Langmuir-Sonden, v. R. Seeliger u. H. Straehler. 929
Optische Versuche mit Röntgenstrahlen, v. F. Jentzsch. (S.-Th.) 268
Oseen, C. W., Neuere Methoden und Ergebnisse der Hydrodynamik. (B.) 61
Ott, L. A., Wassermessungen bei Wasserkraftanlagen. (B.) 847
Ozon: Über die Bildung des — in den höchsten Atmosphärenschichten, v. W. Anderson . . 485

P.

Packungseffekte in den Atomkernen, v. H. H. Wolff. (Ph.) 812
Palladium: Über die positive Emission des —, v. M. Wolfke u. J. Rolinski. (Ph.) 817
Pascal, E., Repertorium der höheren Mathematik. (B.) 972
Peierls, R., Zur Theorie des Hall-Effekts. (S.-Th.) 273
Peilschwankung: Zur Frage der Küstenbrechung und — elektromagnetischer Wellen, v. P. Duckert. (B.) 328
Periodisches System: Die Bestimmung des Niveauverlaufes im — aus den Werten der achten Gruppe, v. V. Dolejšek u. K. Pestrecov. (Ph.) 898
Perlitz, H., Schauversuch zur Ausdehnung des erstarrenden Wismuts 928
Pestrecov, K. u. V. Dolejšek, Die Bestimmung des Niveauverlaufes im periodischen System aus den Werten der achten Gruppe. (Ph.) . . . 898
Peters, J., Sechsstellige Tafel der trigonometrischen Funktionen. (B.) 94
Pettersson, H., Künstliche Verwandlung der Elemente (Zertrümmerung der Atome). Aus dem Schwedischen übersetzt v. E. Kirsch. (B.) 280
Philipp, K., O. Erbacher u. K. Donat, Über einige apparative Hilfsmittel bei radioaktiven Untersuchungen 913
Phosphoreszenz: Über — und photochemische Wirkung einiger mit ultra-violettem Licht bestrahlter organischer und anorganischer Substanzen, v. F. Kirchhof 240
Photochemie: Kurzer Leitfaden der — v. J. Plotnikow. (B.) 608
Photochemische Versuchstechnik, v. J. Plotnikow. 2. Aufl. (B.) 911
Photochemische Wirkung: Über Phosphoreszenz und — einiger mit ultra-violettem Licht bestrahlter organischer und anorganischer Substanzen, v. F. Kirchhof 240
Photoelektrischer Effekt: Über den — des Aluminiums und seiner Amalgame, v. A. Smits u. H. Gerding. I 322
Photoelektrische Emission: Wasserstoff und die — aus Kalium, v. N. Campbell. 537
Photoelektrische oder thermoelektrische Verfahren zur Feststellung und Messung sehr kleiner Verschiebungen, v. G. D. Cristescu 24
Photoelektronen: Nachweis langsamer Elektronen mit Hilfe des Geigerschen Zählers und Untersuchung der aus dünnen Schichten ausgelösten —, v. H. Kallmann. (Nach Versuchen gemeinsam mit H. v. Hornbostel.) (Z.) 526

Seite

Photographische Platte: Über das Schwärzungsgesetz der — für Elektronenstrahlen, v. W. Seitz u. G. Harig. Vorgetragen v. W. Seitz. (Ph.) 758
Photokathoden: Über rotempfindliche Natrium—, v. P. Selényi. (Ph.) 933
Photometrische Größen: Eine Vektordarstellung der —, v. M. M. Gurevič. 640
Photozellen: Vergleich von Selen- und —, v. F. Schröter u. W. Ilberg. 801
Physik: Der Zufall in der —, v. R. Gans. (B.) 328
— E. Lechers Lehrbuch der —. 5. Aufl. bearb. v. St. Meyer u. E. Schweidler. (B.) 558
— Vorlesungen über theoretische — an der Universität Leiden, v. H. A. Lorentz. I—IV. (B.) 605
— Einführung in die theoretische —, v. M. Planck. Bd. I. 4. Aufl. Bd. III. 2. Aufl. (B.) 720
— Oberstufe der —, v. F. Poske. In 7. Aufl. bearb. v. B. Bavink. Ausg. B. (B.) 847
— Unterstufe der —, v. F. Poske. Unt. Mitw. v. Bavink in 9. Aufl. neu bearb. v. E. C. Müller. Ausg. B. (B.) 847
— Die Bedeutung der — für die Biologie, v. E. G. Pringsheim. (Ph.) 948
— in der Zelle I, v. R. Fürth. (Ph.) 951
— Lehrbuch der — in elementarer Darstellung, v. A. Berliner. 4. Aufl. (B.) 971
Physikalisches Arbeitsbuch, v. E. Günther. I. Teil, Unterstufe. (B.) 608
Physikalische Chemie: Lehrbuch der —, v. K. Jellinek. I. u. II. Bd. 2. vollst. umgearb. Aufl. (B.) 604
— Lehrbuch der — in elementarer Darstellung, v. J. Eggert. 2. verb. Aufl. Gemeinsam bearb. m. L. Hock. (B.) 912
Physikalische Eigenschaften: Ein Diagramm der — der Kristalle, v. J. Kunz. 463
Physikalische Erkenntnis: Über das Wesen — und Gesetzmäßigkeit, v. W. Gerlach. (B.) 432
Physikalisches Institut: Das — der Technischen Hochschule München, v. J. Zenneck. . . . 433
— Das neue — der Technischen Hochschule Danzig, v. F. Wolf 785
Physikalische Schülerübungen: Handbuch für —, v. H. Hahn. 3., verb. u. umgearb. Aufl. (B.) 280
Picht, J., Die Energieströmung bei der Totalreflexion. (Ph.) 905
Planck, M., Einführung in die theoretische Physik. I. Band: Einführung in die allgemeine Mechanik. 4. Aufl. (B.) 720
— — III. Band: Einführung in die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus. 2. Aufl. (B.) 720
Planeten: Bahnbestimmung der — und Kometen, v. G. Stracke. (B.) 657
Plassmann, J., Himmels-Almanach für das Jahr 1929. (B.) 63
Platin: Beitrag zum Studium der Gasionisation durch positive Ionen und der Sekundäremission aus —, v. T. I. Câmpan. 858
Plotnikow, J., Kurzer Leitfaden der Photochemie. (B.) 608
— Photochemische Versuchstechnik. 2. Aufl. (B.) 911
Pokrowski, G. I., Über die Helligkeitsverteilung am Himmel 697
Polarisation: Starkeffekt und —, v. R. Wierl. (Nach Versuchen gemeinsam mit H. Mark.) (Ph.) 939

Seite

Polymorphe Umwandlungen des Eisens in ihren Beziehungen zu den Atomradien, v. F. Wever. (Z.) 520
Port, J.: Über den Ramaneffekt bei Wasser, v. E. H. L. Meyer. (Nach gemeinsamen Versuchen v. E. H. L. Meyer u. —.) (S.-Th.). . 170
Posé, H., Nachweis von Atomtrümmern aus Aluminium durch Messung der Ionisation eines einzelnen H-Strahls. (Ph.) 780
Poske, F., Unterstufe der Physik. Unt. Mitw. v. Bavink in 9. Aufl. neu bearb. v. E. C. Müller. Ausg. B. (B.) 847
— Oberstufe der Physik. In 7. Aufl. bearb. v. B. Bavink. Ausg. B. (B.) 847
Pospíšil, V., Ableitung der Einsteinschen Formeln für die Brownsche Bewegung aus Impulsen der Molekülstöße 82
Possner, H. u. M. Wien, Die Leitfähigkeitsänderung wässeriger Salzlösungen in Gegenwart neutraler Moleküle (Rohrzucker). (S.-Th.) 161
Potentialschwellen: Über — und radioaktiven Zerfall in der Quantenmechanik, v. E. H. Kennard 495
Potentialsprung: Über den —: Metall-Lösung, v. A. E. Brodsky 665
Präzisionsmessungen der Kathodenstrahlgeschwindigkeit, v. F. Kirchner. (Ph.) 773
Pringsheim, E. G., Die Bedeutung der Physik für die Biologie. (Ph.) 948
Prins, J. A., Flüssigkeitsinterferenzen. (Z.) . . 525
Proton: Versuch einer quantentheoretischen Berechnung der Massen von — und Elektron, v. R. Fürth. (Ph.) 895
Pupp, W., Schwingspiegel zur Vorführung zusammengesetzter Schwingungen 427

Q.

Quantenelektrodynamik: Der gegenwärtige Stand der —, v. P. Jordan. (Ch.) 700
Quantengeometrie: Zur —, v. V. Fock u. D. Iwanenko. (Ch.) 648
Quantenmechanik: Die Grundbegriffe der analytischen Mechanik als Grundlage der — und Wellenmechanik, v. Ph. Frank. (Z. B.) . . . 209
— Materiewellen und —, v. A. Haas. (B.) . . . 488
— Über Potentialschwellen und radioaktiven Zerfall in der —, v. E. H. Kennard 495
Quantentheorie: Röntgenstrahlen und —. (Z.) 513
— u. Chemie (Leipziger Vorträge 1928). Herausg. v. H. Falkenhagen. (B.) 558
— Die Einsteinsche einheitliche Feldtheorie und die —, v. I. Tamm. (Ch.) 652
— Die — der Valenz, v. W. Heitler. (Ch.) . . 713
— Über eine Anwendung der — zur Leuchterscheinung am Karborundumdetektor, v. O. W. Lossew 920
Quantentheoretische Berechnung: Versuch einer — der Massen von Proton und Elektron, v. R. Fürth. (Ph.) 895
Quantentheoretische Deutung: Die Starkeffekte höherer Atome und ihre —, v. R. Ladenburg. (Z. B.) 369
Quantifizierte Energie: Über eine neue Form — im Quecksilberatom. Die Möglichkeit einer Rotation, v. R. G. Loyarte 678
Quantifizierte Rotation: Die — des Thalliumatoms, v. R. G. Loyarte 923
Quantitative Untersuchungen im Absorptionsspektrum des Blutes und seiner Bestandteile, v. R. Suhrmann. (Ph.) 959
Quecksilber: Über Attraktionserscheinungen des — in hohem Vakuum, v. W. I. Romanoff. (Ph.) 871
Quecksilberatom: Über eine neue Form quantifizierter Energie im —. Die Möglichkeit einer Rotation, v. R. G. Loyarte 678
Quecksilberatome: Über die Ladungen der — im Kanalstrahl, v. W. Jacobi 568

R.

Radioaktive Untersuchungen: Über einige apparative Hilfsmittel bei —, v. O. Erbacher, K. Philipp u. K. Donat. 913
Radioaktiver Zerfall: Über Potentialschwellen und — in der Quantenmechanik, v. E. H. Kennard 495
— Eine neue Deutung der Gesetzmäßigkeiten des —, v. M. Wolfke. (Ph.) 899
Radioaktivität: Geologie und —, v. G. Kirsch. (B.) 783
Radiotechnik VI, Die elektrischen Wellen, v. F. Kiebitz. (B.) 848
Radiumpräparate: Dosierung von — mit dem Elektronenzählrohr nach der γ-Strahlmethode, v. H. Neufeldt 494
Ramaneffekt: Über den — bei Wasser, v. E. H. L. Meyer. (Nach gemeinsamen Versuchen v. E. H. L. Meyer u. J. Port). (S.-Th.) . . . 170
— Beiträge zur Kenntnis des —, v. A. Dadieu u. K. W. F. Kohlrausch 384
— Zum — an Kristallen, v. C. Schaefer, F. Matossi u. H. Aderhold. (Vorläufige Mitteilung.) 581
— Über eine lichtstarke Anordnung zur Beobachtung des — in Flüssigkeiten und ihre Anwendung auf das Ramanspektrum des Benzols, v. R. Bär 856
Ramsauer, C. u. R. Kollath, Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgasmoleküle gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt. (Ph.) 760
Raum: Die Philosophie des — und der Zeit, v. W. Gent. (B.) 657
Raumgitterschema: Über eine einfache Möglichkeit der anschaulichen Darstellung der Röntgenniveaus durch ein flächenzentriert-kubisches —, v. R. Reinicke. 693
Rausch v. Traubenberg, H., Neuere Untersuchungen an Kanalstrahlen. (Ph.) 759
Reaktionsverlauf: Eine Methode zur Untersuchung des — bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den Atomen, v. H. Senftleben u. O. Ricchemeier 745
— — Berichtigung 912
Reflexion: Über die Absorption und — langwelliger Röntgenstrahlen, v. M. A. Valouch. (Ph.) 911
— Über spiegelnde und totale — der Elektronen, v. E. Rupp. (Ph.) 935
Regler, F., Über die Stromleitung in Hochohmwiderständen und festen Isolatoren. Berichtigung 64
Reibung: Die innere — von elektrolytischen Lösungen und ihre Deutung nach der Debyeschen Theorie, v. H. Falkenhagen u. M. Dole 611
Reibungswiderstand: Bemerkungen über den — und das Druckgefälle, v. S. Tarassenko. . 403
Reichspostzentralamt, Neue Hilfsmittel für akustische Messungen 439

Seite

Reinheitsgrad: Über die Abhängigkeit einiger elektrischer und elektrooptischer Konstanten von Nitrobenzol und Nitrotoluol vom —, v. F. Hehlgans. (Ph.) 942
Reinicke, R., Über eine einfache Möglichkeit der anschaulichen Darstellung der Röntgenniveaus durch ein flächenzentriert-kubisches Raumgitterschema 693
Relative Zähigkeit: Über eine neue Methode zur Messung der — von Gasen und Dämpfen, v. A. Weißweiler 364
Relativitätstheorie: Die — für gleichförmige Translationen. (H. A. Lorentz, Vorlesungen über theoretische Physik an der Universität Leiden, IV.) (B.) 605
Reststrahlengebiet: Messungen der Dispersion und Absorption von *Na Cl* in seinem —, v. M. Czerny. (Ph.) 910
Rhythmische Phänomene der Erdoberfläche, v. H. Kaufmann. (B.) 604
Richardson, E. G., Sound. (B.) Berichtigung. . 248
Richter, O. u. R. v. Voss, Bauelemente der Feinmechanik. (B.) 655
Richtwirkung: Zum Mechanismus der — in Kupferoxydulgleichrichtern, v. W. Schottky u. W. Deutschmann. (Ph.) 839
Riechemeier, O. u. H. Senftleben, Experimentelle Untersuchungen über den Reaktionsverlauf bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den Atomen. (S.-Th.) 206
— — Eine Methode zur Untersuchung des Reaktionsverlaufes bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den Atomen. . . . 745
— — Berichtigung 912
Rietschel, E., Die 3—3½jährige und die 2jährige Temperaturschwankung. (Veröffentl. d. geophys. Inst. d. Univ. Leipzig. 2. Serie. Bd. 4. H. 1.) (B.) 783
Rinkel, R., Die Bestimmung von c_p/c_v 805
Röhrengenerator: Beitrag zur Herstellung konstanter Schwingungsfrequenzen eines —, v. F. Maske 197
Rohrkrümmer: Der Widerstand von —, v. H. Lorenz 228
Rohrzucker: Die Leitfähigkeitsänderung wässeriger Salzlösungen in Gegenwart neutraler Moleküle (—), v. H. Possner u. M. Wien. (S.-Th.) 161
Rolinski, J. u. M. Wolfke, Über die positive Emission des Palladiums. (Ph.) 817
Romanoff, W. I., Über Attraktionserscheinungen des Quecksilbers in hohem Vakuum. (Ph.) . . 871
Röntgengebiet: Dispersionstheorie im —, v. R. de L. Kronig. (Z.) 521
Röntgenniveaus: Über eine einfache Möglichkeit der anschaulichen Darstellung der — durch ein flächenzentriert-kubisches Raumgitterschema, v. R. Reinicke 693
Röntgenspektroskopie und Kristallstrukturanalyse, v. A. Schleede u. E. Schneider. Bd. I. II. (B.) 607
Röntgenspektrum und chemische Bindung, v. R. Swinne. (Z.) 523
Röntgenstrahlen: Zerstreuung von — an einzelnen Molekeln, v. P. Debye, L. Bewilogua u. F. Ehrhardt. (Vorläufige Mitteilung.) . . . 84
— Optische Versuche mit —, v. F. Jentzsch. (S.-Th.) 268
— und Quantentheorie. (Z.) 513
— Theoretische Untersuchungen über die Streuung von —, v. I. Waller. (Z.) 518

Seite

Röntgenstrahlen: Die Dispersion und Absorption von —, v. H. A. Kramers. (Z.) 522
— Neue Messungen über die Linienbreite der —, v. H. Mark u. G. v. Susich. (Vorgetragen v. H. Mark.) (Z.) 526
— Ein Ionisations-Spektrometer für langwellige —, v. H. Kulenkampff u. B. Woernle . . 551
— Introduction à la physique des rayons X et gamma, v. M. et L. de Broglie. (B.) 782
— Über die Absorption und Reflexion langwelliger —, v. M. A. Valouch. (Ph.) 911
Röntgenstrahlung: Untersuchungen über die kontinuierliche —, v. H. Kulenkampff. (Z.) . . 513
Rosen, B. u. H. Kallmann, Über Ionisations- und Dissoziationsvorgänge in einfachen Gasen. (Ph.) 772
Rotation: Über eine neue Form quantifizierter Energie im Quecksilberatom. Die Möglichkeit einer —, v. R. G. Loyarte 678
— Die quantifizierte — des Thalliumatoms, v. R. G. Loyarte 923
Rotationsbewegung: Über die Brownsche —, v. M. Ghosh 160
Rotempfindliche Natrium-Photokathoden: Über —, v. P. Selényi. (Ph.) 933
Rothe, R., Höhere Mathematik. Teil II. (B.) . . 328
Rother, F. u. E. Münder, Experimentelles über den Elektronenaustritt aus Metallen. (Vorläufige Mitteilung.) (N.) 65
Rüchardt, E., Eine einfache Methode zur Bestimmung von $\frac{C_p}{C_v}$ 58
Runge, I., Die Unterschiedsschwelle des Auges bei kleinen Sehwinkeln. 76
Rupp, E., Über spiegelnde und totale Reflexion der Elektronen. (Ph.) 935

S.

Sack, H., B. Brendel u. O. Mittelstaedt, Dispersion der elektrolytischen Leitfähigkeit. . . . 576
Sacklowski, A., Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. (2. Band der Einzeldarstellgn. aus der elektrischen Nachrichtentechnik.) Mit einer Einführung v. K. W. Wagner. I. Aufl. (B.) 559
Sackur, O., Lehrbuch der Thermochemie und Thermodynamik. 2. Aufl. v. Cl. v. Simson. (B.) 94
Salzlösungen: Die Leitfähigkeitsänderung wässeriger — in Gegenwart neutraler Moleküle (Rohrzucker), v. H. Possner u. M. Wien. (S.-Th.) 161
Sanden, K. v. u. A. Staus, Der kreisrunde Überfall und seine Abarten. (B.) 847
Sängewald, R. u. A. Weißberger, Dipolmomente und Konstitution einiger Molekeln. (S.-Th.). 268
— — Über die elektrischen Momente einiger unstarrer Moleküle 792
Sauggeschwindigkeit: Über die — einer rotierenden Ölpumpe, v. M. Czerny u. H. Murmann 462
Schaefer, C., F. Matossi u. H. Aderhold, Zum Ramaneffekt an Kristallen. (Vorläufige Mitteilung.) 581
Schaffernicht, W., Die Lichtausbeute bei Elektronenstoßanregung, v. W. Hanle. (Nach gemeinsamen Untersuchungen mit —.) (Ph.) 901
Schallausbreitung: Die — in der Atmosphäre bei künstlichen Sprengungen, v. O. Meißer. (S.-Th.) 170

Seite

Schalldurchlässigkeit: Messung der — mit Hilfe des Hitzdrahtmikrophons, v. H. Kietz. . . 145
Scheel, K., Hans Boas 609
Scheffers, H. u. W. Meißner, Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium IV. Elektrischer Widerstand von Gold in magnetischen Feldern bei tiefen Temperaturen. (Ph.). 827
Schilder, P., Gedanken zur Naturphilosophie. (B.) 431
Schiller, L. u. Th. Burbach, Über die Beziehung zwischen Widerstand und Wärmeübergang bei der Strömung in Rohren. 471
Schirmann, M. A., Über Aktivierung von Metallen im Hochvakuum zu Sorbentien beliebiger, auch inerter Gase. (Thermische Molekular-Sorption.) (Ph.) 876
Schleede, A. u. E. Schneider, Röntgenspektroskopie und Kristallstrukturanalyse. Bd. I. II. (B.) 607
Schmauß, A. u. A. Wigand: Die Atmosphäre als Kolloid. (B.) 556
Schmekel, J., Der Einfluß des Wärmeübergangs auf die Glimmentladung. 81
Schmidt, W., Über Kristallstruktur und Ferromagnetismus 259
Schneider, E. u. A. Schleede, Röntgenspektroskopie und Kristallstrukturanalyse. Bd. I. II. (B.) 607
Schottky, W. u. W. Deutschmann, Zum Mechanismus der Richtwirkung in Kupferoxydulgleichrichtern. (Ph.) 839
Schrödinger, E., Vier Vorlesungen über Wellenmechanik. (B.). 512
— Abhandlungen zur Wellenmechanik. 2. Aufl. (B.) 512
Schröter, F. u. W. Ilberg, Vergleich von Selen- und Photozellen 801
Schuler, M., Die Fehler unserer Zeitmessung und ein Vorschlag zur Verbesserung der astronomischen Uhren. (Ph.) 884
Schulgin, V. M., Einige Versuche mit dem elektrolytischen Generator 235
Schulze, B., Die Anregung des sichtbaren „roten" und „blauen" Argonspektrums durch Elektronenstoß. (S.-Th.) 169
Schulze, F. A., Ein Demonstrationsapparat zum Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz. 325
Schunck, K., Verstehen und Einsehen. (B.). . . 608
Schuster, K. u. E. Waetzmann, Über den Nachhall in geschlossenen Räumen. (S.-Th.) . . . 207
Schwärzungsgesetz: Über das — der photographischen Platte für Elektronenstrahlen, v. W. Seitz u. G. Harig. Vorgetragen von W. Seitz. (Ph.) 758
Schwebungen: Zur Theorie des Hörens. Über die eben merkbare Amplituden- und Frequenzänderung eines Tones. Die Theorie der —, v. G. v. Békésy 721
Schweidler, E. u. St. Meyer, E. Lechers Lehrbuch der Physik. 5. Aufl. bearb. v. —. (B.) 558
Schwingkristall: Über den —, v. O. Tope. . . 585
Schwingspiegel zur Vorführung zusammengesetzter Schwingungen, v. W. Pupp 427
Schwingungen: Antwort auf die Bemerkungen des Herrn Glitscher zu der Arbeit in der Physik. Zeitschr. 29, 295, 1928 „Eine neue Methode zur Dämpfung der — eines Kreiselkompasses", v. O. Martienssen. 231
— — Erwiderung, v. K. Glitscher. 232
— — Schluß-Erwiderung, v. O. Martienssen 232

Seite

Schwingungen: Über die Konstanz elektrisch erregter mechanischer — und ihre Anwendung, v. W. Hensel (S.-Th.) 274
— Schwingspiegel zur Vorführung zusammengesetzter —, v. W. Pupp. 427
— Wellenmechanik und universelle —, v. A. Korn. (Ph.) 887
Schwingungsfrequenzen: Beitrag zur Herstellung konstanter — eines Röhrengenerators, v. F. Maske 197
Sedimentation und Benetzung. (Künstliche Inversion des Benetzungswärmeeffektes und Benetzungswärmeproblem in physikalisch-chemischer Analyse), v. B. Iliin. (Ph.). . . 880
Seeliger, R., Die Wiedervereinigung von positiven Ionen mit freien Elektronen. (Z. B.). 329
— Bemerkungen zur Langmuirschen Sondentheorie 527
— u. H. Straehler, Optische Beobachtungen an Langmuir-Sonden 929
Seemann, H. J., Zur elektrischen Leitfähigkeit des Carborunds 143
— Der Einfluß allseitigen Druckes auf die metallische Leitfähigkeit in tiefer Temperatur. (Kupfer.) 256
Sehwinkel: Die Unterschiedsschwelle des Auges bei kleinen —, v. I. Runge. 76
Seitz, W. u. G. Harig, Über das Schwärzungsgesetz der photographischen Platte für Elektronenstrahlen. Vorgetragen v. W. Seitz. (Ph.) 758
Sekundäremission: Beitrag zum Studium der Gasionisation durch positive Ionen und der — aus Platin, v. T. I. Câmpan. 858
Selényi, P., Über rotempfindliche Natrium-Photokathoden. (Ph.) 933
Selenzellen: Vergleich von — und Photozellen, v. F. Schröter u. W. Ilberg. 801
Senftleben, H. u. O. Riechemeier, Experimentelle Untersuchungen über den Reaktionsverlauf bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den Atomen. (S.-Th.). 206
— Eine Methode zur Untersuchung des Reaktionsverlaufes bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den Atomen. 745
— — Berichtigung 912
Seth, J. B. u. Chetan Anand, Veränderungen im Widerstand beim Spannen von Nickeldraht. Berichtigung. 32
Sidgwick, N. V., The Electronic Theory of Valency. (B.) 95
Silber: Die Absorptionsspektren der Dämpfe des Zinns, — und Mangans zwischen 5500 und 2140 Angströmeinheiten, v. R. G. Loyarte u. A. T. Williams 68
Simson, Cl. v., Lehrbuch der Thermochemie und Thermodynamik, v. O. Sackur. 2. Aufl. v. —. (B.) 91
Smith, D. M., Visual Lines for Spectrum Analysis. (B.). 244
Smits, A., Die Pseudo-Komponenten des Wasserstoffes 425
— u. H. Gerding, Über den photoelektrischen Effekt des Aluminiums und seiner Amalgame. I. 322
Sommerfeld, A., Einige grundsätzliche Bemerkungen zur Wellenmechanik. (Ph.). 866
Sonden: Optische Beobachtungen an Langmuir- —, v. R. Seeliger u. H. Straehler. . . . 929
Sondentheorie: Bemerkungen zur Langmuirschen —, v. R. Seeliger. 527

Seite

Sonnblick: Neue Registrierungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem — (3100 m), v. V. F. Hess u. O. Mathias. (Ph.) 766
Sonnensystem: Das —. Bearb. v. G. Abetti, W. E. Bernheimer, K. Graff, A. Kopff, S. A. Mitchell. (Handbuch der Astrophysik. Bd. IV.) (B.) 783
Sorbentien: Über Aktivierung von Metallen im Hochvakuum zu — beliebiger, auch inerter Gase, v. M. A. Schirmann. (Thermische Molekular-Sorption.) (Ph.) 876
Spektralanalyse: Visual Lines for Spectrum Analysis, v. D. M. Smith. (B.) 241
Spektralapparate: Über die Hartmannsche Beziehung zur Eichung von —, v. F. Hoffmann 238
Spektrallinien: Bemerkungen zur Druckverbreiterung von —, v. G. Joos. (S.-Th.) 168
Spektren: Graphische Darstellung der — von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen, v. W. Grotrian. Tl. I. II. (B.) 207
Spektrographische Untersuchung des Koronaeffekts, v. S. P. Zebrowski. 687
Spektrometer: Ein Ionisations-— für langwellige Röntgenstrahlen, v. H. Kulenkampff u. B. Woernle 551
Spektroskopie: VIII. Ferienkurs im Zoologischen Institut der Universität Jena vom 11.—16. März 1929. (T.) 64
Spiegelnde Reflexion: Über — und totale Reflexion der Elektronen, v. E. Rupp. (Ph.) 935
Spin-Effekt: Zum — im Mehrkörperproblem, v. L. Landau. (Ch.) 654
Starkeffekt und Polarisation, v. R. Wierl. (Nach Versuchen gemeinsam mit H. Mark.) (Ph.). 939
Starkeffekte: Die — höherer Atome und ihre quantentheoretische Deutung, v. R. Ladenburg. (Z. B.) 369
Statistical Mechanics, v. R. H. Fowler. (B.) . . 421
Staus, A., Der Genauigkeitsgrad von Flügelmessungen bei Wasserkraftanlagen. (B.) . . 847
— u. **K. v. Sanden,** Der kreisrunde Überfall und seine Abarten. (B.) 847
Steinke, E., Neue Untersuchungen über die durchdringende Heßsche Strahlung. (Ph.) 767
Stracke, G., Bahnbestimmung der Planeten und Kometen. (B.) 657
H-Strahl: Nachweis von Atomtrümmern aus Aluminium durch Messung der Ionisation eines einzelnen —, v. H. Pose. (Ph.) 780
β-Strahlen: Energieverteilung der primären — und die daraus zu folgernde γ-Strahlung, v. L. Meitner. (Z.) 515
γ-Strahlen: Introduction à la physique des rayons X et gamma, v. M. et L. de Broglie. (B.) 782
Straehler, H. u. **R. Seeliger,** Optische Beobachtungen an Langmuir-Sonden. 929
γ-Strahlmethode: Dosierung von Radiumpräparaten mit dem Elektronenzählrohr nach der —, v. H. Neufeldt. 494
Strahlung: Analyse von Absorptionskurven für allseitige Inzidenz inhomogener — bei ebenen Grenzflächen, v. H. Hellmann 357
— Theorie der —. (H. A. Lorentz, Vorlesungen über theoretische Physik an der Universität Leiden, I.) (B.) 605
— Neue Untersuchungen über die durchdringende Heßsche —, v. E. Steinke. (Ph.) . . 767

Seite

γ-Strahlung: Energieverteilung der primären β-Strahlen und die daraus zu folgernde —, v. L. Meitner. (Z.) 515
Ströme: Der Energieumsatz divergenter —, v. H. Lorenz. 77
Strömung: Über den Wärmeaustausch bei turbulenter — einer Flüssigkeit oder eines Gases, v. S. Tarassenko 252
— Über die Beziehung zwischen Widerstand und Wärmeübergang bei der — in Rohren, v. L. Schiller u. Th. Burbach. 471
Strömungen: Der Widerstandsbeiwert bei turbulenten — durch rauhe Kanäle, v. M. F. Treer 539
— Die Geschwindigkeitsverteilung bei gradlinigen turbulenten —, v. M. F. Treer. . . 542
Suhrmann, R., Beziehungen zwischen dem normalen lichtelektrischen Effekt und elektrischen Oberflächeneigenschaften verschiedener Metalle. (Ph.) 939
— Quantitative Untersuchungen im Absorptionsspektrum des Blutes und seiner Bestandteile. (Ph.) 959
— Beitrag zu —, Wasserstoff-Ionen als Ursache für das Auftreten der lichtelektrischen spektralen Selektivität des Kaliums, v. R. Fleischer 320
Süringsche Blitzaufnahme: Über die —, sowie über einige neuere, vermeintliche Kugelblitzaufnahmen, v. B. Walter. 261
Susich, G. v. u. **H. Mark,** Neue Messungen über die Linienbreite der Röntgenstrahlen. (Vorgetragen v. H. Mark.) (Z.) 526
Swinne, R., Röntgenspektrum und chemische Bindung. (Z.) 523

T.

Tamm, I., Die Einsteinsche einheitliche Feldtheorie und die Quantentheorie. (Ch.) 652
— u. **M. Leontowitsch,** Über die Lösung einiger Probleme in der neuen Feldtheorie. (Ch.) . 648
Tarassenko, S., Über den Wärmeaustausch bei turbulenter Strömung einer Flüssigkiet oder eines Gases 252
— Bemerkungen über den Reibungswiderstand und das Druckgefälle 403
Technik: Bildungswerte der —, v. H. Weinreich. (B.) 656
Teichmann, H., Über die Höchstgeschwindigkeit lichtelektrischer Elektronen im selektiven Empfindlichkeitsbereich des Kaliums. (S.-Th.) 206
α- und *H*-Teilchen: Zur Zählung von — mit dem Multiplikationszähler, v. H. Fränz. (Ph.) 810
Tellur-Thermoelemente, v. B. Lange u. W. Heller 419
Temperatur: Der Einfluß allseitigen Druckes auf die metallische Leitfähigkeit in tiefer — (Kupfer), v. H. J. Seemann. 256
— Über die „mechanische" Ionisation von Gasen durch extremen Druck bei beliebig tiefer —, v. W. Anderson 360
Temperaturen: Über eine Apparatur zur Bestimmung der thermischen Ausdehnung fester Körper bei hohen —, v. H. Gerdien u. W. Jubitz. (Ph.) 826
— Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium IV. Elektrischer Widerstand von Gold in magnetischen Feldern bei tiefen —, v. W. Meißner u. H. Scheffers. (Ph.) 827

Seite

Temperaturschwankung: Die 3—3½jährige und die 2jährige —, v. E. Rietschel. (Veröffentl. d. geophys. Inst. d. Univ. Leipzig 2. Serie. Bd. 4. H. 1.) (B.) 783
Thaller, R., Über einen Fall von direktem Übergang der unselbständigen zur selbständigen Elektrizitätsleitung in stark ionisierten Gasen von hohem Druck 59
Thallium: Über den Dampfdruck der Halogenide des — und Bleis, v. F. Volmer 590
Thalliumatom: Die quantifizierte Rotation des —, v. R. G. Loyarte 923
Theoretische Physik: Vorlesungen über — an der Universität Leiden, v. H. A. Lorentz. I—IV. (B.) 605
— Einführung in die —, v. M. Planck. Bd. I. 4. Aufl. Bd. III. 2. Aufl. (B.) 720
Thermische Ausdehnung: Über eine Apparatur zur Bestimmung der — fester Körper bei hohen Temperaturen, v. H. Gerdien u. W. Jubitz. (Ph.) 826
Thermische Molekular-Sorption: Über Aktivierung von Metallen im Hochvakuum zu Sorbentien beliebiger, auch inerter Gase, (—.) v. M. A. Schirmann. (Ph.) 876
Thermochemie: Lehrbuch der — und Thermodynamik, v. O. Sackur. 2. Aufl. v. Cl. v. Simson. (B.) 94
Thermodynamik: Lehrbuch der Thermochemie und —, v. O. Sackur. 2. Aufl. v. Cl. v. Simson. (B.) 94
Thermoelektrische Verfahren: Photoelektrische oder — zur Feststellung und Messung sehr kleiner Verschiebungen, v. G. D. Cristescu 24
Thermoelement Te_2 *Bi*: Das — und seine praktischen Anwendungen, v. M. A. Lewitsky u. M. A. Lukomsky 203
Thermoelemente: Tellur- —, v. B. Lange u. W. Heller 419
Thornton, C. F., Probability and its Engineering Uses. (Die Wahrscheinlichkeit und ihre technischen Anwendungen.) (B.) 408
Tolksdorf, S., Gerda Laski 409
Tomaschek, R., Zur Erinnerung an Alfred Heinrich Bucherer 1
Tope, O., Über den Schwingkristall 585
Totale Reflexion: Über spiegelnde und — der Elektronen, v. E. Rupp. (Ph.) 935
Totalreflexion: Die Energieströmung bei der —, v. J. Picht. (Ph.) 905
Treer, M. F., Der Widerstandsbeiwert bei turbulenten Strömungen durch rauhe Kanäle . 539
— Die Geschwindigkeitsverteilung bei gradlinigen turbulenten Strömungen 542
Trigonometrische Funktionen: Sechsstellige Tafel der —, v. J. Peters. (B.) 94
Turbulente Strömung: Über den Wärmeaustausch bei — einer Flüssigkeit oder eines Gases, v. S. Tarassenko 252
Turbulente Strömungen: Der Widerstandsbeiwert bei — durch rauhe Kanäle, v. M. F. Treer 539
— Die Geschwindigkeitsverteilung bei gradlinigen —, v. M. F. Treer 542

U.

Überführungszahlen und Ionenbeweglichkeiten in gemischten Elektrolytlösungen und ihre Deutung im Sinne der Theorie von Debye, Hückel und Onsager, v. K. Bennewitz, C. Wagner u. K. Küchler 623
Uhren: Die Fehler unserer Zeitmessung und ein Vorschlag zur Verbesserung der astronomischen —, v. M. Schuler. (Ph.) 884
Uhrentechnik: Wettbewerb der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und — E. V., Berlin. (T.) . . 368
Ultrastrahlung: Neue Registrierungen der kosmischen — auf dem Sonnblick (3100 m), v. V. F. Heß u. O. Mathias. (Ph.) 766
Ultraviolettes Licht: Über die Absorption — durch flüssiges Kohlendioxyd, v. G. Harig . 8
— Über Phosphoreszenz und photochemische Wirkung einiger mit — bestrahlter organischer und anorganischer Substanzen, v. F. Kirchhof 240
Ungefärbte Substanzen: Eine neue Mikromethode zur Messung der Diffusion —, v. R. Zuber. (Ph.) 882

V.

Vahlen, Th., Deviation und Kompensation. (B.) 408
Vakuum: Bemerkung zu den Messungen der Lichtgeschwindigkeit im —, v. H. Maurer 464
— Über Attraktionserscheinungen des Quecksilbers in hohem —, v. W. I. Romanoff. (Ph.) 871
Valentiner, S., Ernst Wagner. Gestorben 1. November 1928 281
Valenz: The Electronic Theory of —, v. N. V. Sidgwick. (B.) 95
— Die Quantentheorie der —, v. W. Heitler. (Ch.) 713
Valenzelektronen: Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei —, v. W. Grotrian. Tl. I. II. (B.) 207
Valouch, M. A., Über die Absorption und Reflexion langwelliger Röntgenstrahlen. (Ph.) 941
Vektordarstellung: Eine — der photometrischen Größen, v. M. M. Gurevič 640
Verdampfung: Die — an der Kathode des *Hg*-Lichtbogens, v. E. Kobel. Bemerkung zu der Veröffentlichung von Herrn J. v. Issendorff (Physik. Zeitschr. 29, 857, 1928) 233
Verdünnungswärmen: Zur Individualität der integralen — starker Elektrolyte, v. E. Lange u. J. Meixner 670
Verschiebungen: Photoelektrische oder thermoelektrische Verfahren zur Feststellung und Messung sehr kleiner —, v. G. D. Cristescu 24
Verstärkermeßtechnik, v. M. v. Ardenne. (B.) 488
Verstehen und Einsehen, v. K. Schunck. (B.) 608
Verteilungsgesetze: Geochemische — der Elemente, v. V. M. Goldschmidt. (Z.) . . . 519
Vieth, L., Die Heitlersche Theorie der konzentrierten Lösungen 126
Viskose Medien: Über Fortpflanzung von elastischen Wellen in —, v. B. Gutenberg . . . 230
Voigt, W., Lehrbuch der Kristallphysik. 2. Aufl. (B.) 207
Volmer, F., Über den Dampfdruck der Halogenide des Thalliums und Bleis 590
Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1929 242
— für das Wintersemester 1929/30 . . . 657
Voss, R. v. u. **O. Richter**, Bauelemente der Feinmechanik. (B.) 655

W.

Wachstumsvorgänge: Ein Interferometer zur Untersuchung von —, v. K. W. Meißner. (Ph.) 965

Seite

Wagner, C., **K. Bennewitz** u. **K. Küchler**, Überführungszahlen und Ionenbeweglichkeiten in gemischten Elektrolytlösungen und ihre Deutung im Sinne der Theorie von Debye, Hückel und Onsager 623

Wagner, E., gestorben 1. November 1928, v. S. Valentiner 281

Wagner, **K. W.**, Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen, v. A. Sacklowski. (2. Band der Einzeldarstellungen aus der elektrischen Nachrichtentechnik.) Mit einer Einführung v. —. I. Aufl. (B.) 559

Wahrscheinlichkeit: Probability and its Engineering Uses. (Die — und ihre technischen Andungen), v. C. F. Thornton. (B.) 408

Wahrscheinlichkeitsproblem: Mischkörpertheorie als —, v. K. Lichtenecker 805

Waller, I., Theoretische Untersuchungen über die Streuung von Röntgenstrahlen. (Z.) . . 518

Walter, B., Über die Süringsche Blitzaufnahme, sowie über einige neuere, vermeintliche Kugelblitzaufnahmen 261

Warburg, E., Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende. 21. u. 22. völlig neubearb. Aufl. (B.) 784

Wärme: Eine einfache Methode zur Bestimmung von $\frac{C_p}{C_v}$ v. E. Rüchardt 58

Wärmen: Die Bestimmung von spezifischen —, v. R. Rinkel 805

Wärmeausdehnungskoeffizient: Ein neuer Apparat zum Messen des — von Stäben, v. I. Zahradníček 925

Wärmeaustausch: Über den — bei turbulenter Strömung einer Flüssigkeit oder eines Gases, v. S. Tarassenko 252

Wärmeübergang: Der Einfluß des — auf die Glimmentladung, v. J. Schmekel 81

— Über die Beziehung zwischen Widerstand und — bei der Strömung in Rohren, v. L. Schiller u. Th. Burbach 471

Wasser: Über den Ramaneffekt bei —, v. E. H. L. Meyer. (Nach gemeinsamen Versuchen v. E. H. L. Meyer u. J. Port.) (S.-Th.) 170

— Energiegleichung zur Berechnung des Widerstandes und der Fallgeschwindigkeit von Steinen im —, v. F. M. Exner 458

Wasserdampf: Über die Absorptionsspektren des — und des Ammoniaks, v. R. Mecke. (Ph.) 907

Wässerige Lösungen: Messungen der Gefrierpunktserniedrigung von verdünnten —, die Gemische zweier Elektrolyte sind, v. R. Wesøe 412

Wasserkraftanlagen: Wassermessungen bei —, v. L. A. Ott. (B.) 847

— Der Genauigkeitsgrad von Flügelmessungen bei —, v. A. Staus. (B.) 847

Wassermessungen bei Wasserkraftanlagen, v. L. A. Ott. (B.) 847

Wasserstoff: Die Pseudo-Komponenten des —, v. A. Smits 425

— und die photoelektrische Emission aus Kalium, v. N. Campbell 537

— Eine Methode zur Untersuchung des Reaktionsverlaufes bei der Bildung von molekularem — aus den Atomen, v. H. Senftleben u. O. Riechemeier 745

— — Berichtigung 912

Seit

Wasserstoff-Ionen: Beitrag zu R. Suhrmann, — als Ursache für das Auftreten der lichtelektrischen spektralen Selektivität des Kaliums, v. R. Fleischer 320

Waetzmann, E. u. **K. Schuster**, Über den Nachhall in geschlossenen Räumen. (S.-Th.) . . 207

Weinreich, H., Bildungswerke der Technik. (B.) 656

Weißberger, A. u. **R. Sängewald**, Dipolmomente und Konstitution einiger Molekeln. (S.-Th.) 268

— Über die elektrischen Momente einiger unstarrer Moleküle 792

Weißweiler, A., Über eine neue Methode zur Messung der relativen Zähigkeit von Gasen und Dämpfen 364

Wellen: Zur Frage der Küstenbrechung und Peilschwankung elektromagnetischer —, v. P. Duckert. (B.) 328

— Über die Ausbreitung der ebenen elektromagnetischen — im kugelsymmetrischen Gravitationsfelde, v. W. Alexandrow . . . 480

— Die Ausbreitung der elektromagnetischen —, v. A. Sacklowski. (2. Band der Einzeldarstellungen aus der elektrischen Nachrichtentechnik.) Mit einer Einführung v. K. W. Wagner. I. Aufl. (B.) 559

— Radiotechnik VI. Die elektrischen —, v. F. Kiebitz. (B.) 848

Wellenmechanik: Die Grundbegriffe der analytischen Mechanik als Grundlage der Quanten- und —, v. Ph. Frank. (Z. B.) 209

— Diamagnetismus und —, v. F. Bitter . . . 497

— Vier Vorlesungen über —, v. E. Schrödinger. (B.) 512

— Abhandlungen zur —, v. E. Schrödinger. 2. Aufl. (B.) 512

— Einige grundsätzliche Bemerkungen zur —, v. A. Sommerfeld. (Ph.) 866

— und universelle Schwingungen, v. A. Korn. (Ph.) 887

Wellenpartikel, v. L. Flamm. (Ph.) 893

Werk, P., Die Bildtelegraphie. (B.) 657

Wesøe, R., Messungen der Gefrierpunktserniedrigung von verdünnten wässerigen Lösungen, die Gemische zweier Elektrolyte sind . . . 412

Wettervorhersage, v. W. Georgii. (B.) . . . 31

Wever, F., Polymorphe Umwandlungen des Eisens in ihren Beziehungen zu den Atomradien. (Z.) 520

Widerstand: Energiegleichung zur Berechnung des — und der Fallgeschwindigkeit von Steinen im Wasser, v. F. M. Exner 458

— Über die Beziehung zwischen — und Wärmeübergang bei der Strömung in Rohren, v. L. Schiller u. Th. Burbach 471

Widerstandsbeiwert: Der — bei turbulenten Strömungen durch rauhe Kanäle, v. M. F. Treer 539

Wien, M. u. **H. Poßner**, Die Leitfähigkeitsänderung wässeriger Salzlösungen in Gegenwart neutraler Moleküle (Rohrzucker). (S.-Th.) . . 161

Wien-Effekt: Zur Theorie der Gesamtkurve des —, v. H. Falkenhagen. (S.-Th.) 163

Wien, W. u. **F. Harms**, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 25. I. Teil: Geophysik, I. Teil. (B.) 430

— — Bd. 19. (B.) 606

Wierl, R., Starkeffekt und Polarisation. (Nach Versuchen gemeinsam mit H. Mark.) (Ph.). 939

Wigand, A. u. **A. Schmauß**, Die Atmosphäre als Kolloid. (B.) 556

Seite

Wigner, E. u. J. v. Neumann, Über merkwürdige diskrete Eigenwerte 465
— Über das Verhalten von Eigenwerten bei adiabatischen Prozessen 467
Willers, F. A., Methoden der praktischen Analysis. (B.) 368
Williams, A. T. u. R. G. Loyarte, Die Absorptionsspektren der Dämpfe des Zinns, Silbers und Mangans zwischen 5500 und 2140 Angströmeinheiten 68
— Das Absorptionsspektrum des Nickeldampfes. Neue Multipletten des Nickels (I) 634
Winkelspiegel: Über die Bilder im —, v. I. Würschmidt. 27
— — Berichtigung dazu 96
Wirklichkeit: Der Äther und die —, v. Sir O. Lodge. (B.) 607
Wirkung: Das Prinzip der kleinsten — von Leibniz bis zur Gegenwart, v. A. Kneser. (B.) . 605
Wirkungsquerschnitt: Über den — der Edelgasmoleküle gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt, v. C. Ramsauer u. R. Kollath. (Ph.) 760
Wirkungsquerschnittskurven: Über die — der Kohlenwasserstoffketten, v. E. Brüche. (Ph.) 815
Wismut: Schauversuch zur Ausdehnung des erstarrenden —, v. H. Perlitz. 928
Wolf, F., Das neue physikalische Institut der Technischen Hochschule Danzig 785
Wolff, H. H., Packungseffekte in den Atomkernen. (Ph.) 812
Wolfke, M., Eine neue Deutung der Gesetzmäßigkeiten des radioaktiven Zerfalls. (Ph.) . . . 899
— u. J. Rolinski, Über die positive Emission des Palladiums. (Ph.) 817
Woernle, B. u. H. Kulenkampff, Ein Ionisations-Spektrometer für langwellige Röntgenstrahlen 551
Würschmidt, I., Über die Bilder im Winkelspiegel 27
— — Berichtigung dazu 96

Z.

Seite

Zahradníček, J., Zwei Demonstrationsversuche . 554
— Zwei Apparate nach B. Macku. 925
Zebrowski, S. P., Spektrographische Untersuchung des Koronaeffekts 687
Zeit: Die Philosophie des Raumes und der —, v. W. Gent. (B.) 657
Zeitmeßkunde: Wettbewerb der Gesellschaft für — und Uhrentechnik E. V., Berlin. (T.) . . 368
Zeitmessung: Die Fehler unserer — und ein Vorschlag zur Verbesserung der astronomischen Uhren, v. M. Schuler. (Ph.) 884
Zelle: Physik in der — I, v. R. Fürth. (Ph.). 951
Zenneck, J., Das Physikalische Institut der Technischen Hochschule München 433
Zerfall: Über Potentialschwellen und radioaktiven — in der Quantenmechanik, v. E. H. Kennard 495
— Eine neue Deutung der Gesetzmäßigkeiten des radioaktiven —, v. M. Wolfke. (Ph.) 899
Zerstreuung: Über — und Brechung der Materiewellen, v. H. Bauer 139
Zinn: Die Absorptionsspektren der Dämpfe des —, Silbers und Mangans zwischen 5500 und 2140 Angströmeinheiten, v. R. G. Loyarte u. A. T. Williams. 68
Zuber, R., Eine neue Mikromethode zur Messung der Diffusion ungefärbter Substanzen. (Ph.) 882
Zweifaden-Elektrometer: Über einen neuen Apparat zur Registrierung der Ausschläge von Ein- und —, v. O. Mathias u. V. F. Heß . 508
Zwikker, C., Der Einfluß von Oberflächenschichten auf die Glühelektronenemission der Metalle 578

Namensverzeichnis der „Personalien".

Andreasch, R. † 32.
Andreasen, A. H. M. 64.
Andreß, K. K. 512.
Anschütz, L. 972.
Arnold, K. † 488.
Astre, C. † 784.
Auer v. Welsbach, C. † 512.

Backhaus, H. 144.
Baudisch, O. 972.
Beckurts, H. † 664.
Bergmann, E. 176.
Bertho, A. 560.
Birkenmaser, L. A. † 972.
Bleyer, B. 144.
Bodfors, S. V. 488.
Broglie, L. de 848.
Buchner, M. 144.
Bühl, A. 176.
Busch, H. 848.

Capobus, R. 328.
Centnerszwer, M. 720.
Condon, E. U. 408.

Debye, P. 784.
Dehlinger, U. 32.
Deslandres, H. A. 488.
Dieterici, C. † 912.
Donath, B. † 208.

Elbs, K. 664.
Elöd, E. 608.
Esclangon, E. 488.
Ettenreich, R. 512.
Euler-Chelpin, H. 848.

Fenton, H. J. H. † 328.
Ferber, E. 64.
Feyer, E. 64.
Finger, H. 664.
Fischer, G. 912.
Freundlich, H. 972.
Fues, E. 512.
Fürth, O. 64.

Gehring, A. 64.
Geiger, H. 608.
Geilmann, W. 664.
Gerlach, W. 432.
Gleditsch, E. 608.
Gluschke, A. 96.
Goetz, A. 972.
Großmann, W. 32.
Gyemant, A. 144.

Hahn, G. 512.
Hahn, O. 64.
Harden, A. 848.
Hase, R. 328.
Hauser, K. W. 720.
Hedvall, J. A. 488.
Herweg, J. 512.
Hevesy, G. v. 488.
Hilb, E. † 512.
Hock, L. 208.
Horstmann, A. † 720.
Hund, F. 176.
Hurevicz, W. 488.

James, Ch. † 64.
Janecek, G. † 784.
Jarník, V. 328.
Jordan, P. 208.
Jüttner, F. 32.

Kaluza, Th. 208.
Kapfhammer, J. 32.
Kassner, G. † 248.
Kehrmann, F. † 208.
Kemmerer, G. I. † 64.
Kittler, E. † 208.
Klemm, W. 664.
Korczynski, A. † 488.
Koschmieder, H. 280.
Krauss, F. 64.
Krigar-Menzel, O. † 848.
Krings, W. 512.
Krüll, W. 96.
Kuhn, R. 720.
Küntzel, A. 512.
Kurtenacker, A. 64.
Küster, W. † 208.

Laar, C. † 176.
Laar, J. J. van 720.
Lachs, H. 912.
Lark-Horovitz, K. 144, 912.
Lense, J. 96.
Lichtenstein, L. 408.
Loeb, L. B. 432.
Löbell, F. 96.
Lohmann, K. 848.
Lorenz, E. 512.
Lorenz, R. † 488.
Lormann, O. 608.
Loewner, K. 96.
Lübcke, E. 64.
Lüppo-Cramer, 432, 664.

Mackú, B. † 560.
Madelung, G. 280, 848.
Mallison, H. 248.
Mandel, J. A. † 408.
Marckwald, W. 912.
Mecke, R. 32.
Menzel, H. 784.
Meyer, E. 32.
Mierdel, G. 144.
Müller, A. 784.
Müller, R. 972.
Müntz, H. 488.

Nußbaum, J. 64.

Oberguggenberger, V. 784.
Oberhauser, F. 208.
Obermiller, J. 248.
Ostrowski, A. 96.
Ott, E. 560.
Ott, H. 280.

Paneth, F. 144.
Parow, E. † 208.
Perkin, W. H. † 664.
Perron, O. 32.
Petrow, P. P. † 176.
Pictet, R. P. † 512.
Plancher, G. † 432.
Pohland, E. 488.
Polis, P. † 848.
Posner, Th. † 176.

Radakovic, Th. 512.
Rajewsky, B. 512.
Rau, O. 408. † 972.
Read, G. R. 912.
Redenbaugh, H. † 208.
Reichenbächer, E. 608.
Remak, R. 32.
Rheinboldt, H. 32.
Richardson, O. W. 848.
Riggs, R. B. † 432.
Roozeboom, B. 720.
Rüdenberg, R. 32.
Rusch, M. 96.
Ruschmann, G. 488.

Salkowski, H. † 848.
Sauer, E. 64.
Schatz, H. 560.
Schay, H. 912.
Schilling, B. 328.
Schmauß, A. 32.
Schmehl, H. 96.
Schmidt, H. 512.
Schöpf, C. 664.
Schreier, O. † 432.
Schreiner, E. † 208.
Seidel, F. 208.
Senftleben, H. 144.
Simons, A. 912.
Sommerfeld, A. 664.
Steinitz, E. † 208.
Sternberg, W. 912.
Storch, L. 144.
Straumanis, M. 176.
Szivessy, G. 248.

Tietze, H. 32.
Traube, W. 848.
Trendelenburg, F. 32.
Trkal, V. 328.

Vietoris, L. 96.
Vogt, H. 64.

Walerstein, I. 912.
Wallot, J. 248.
Waerden, B. van der Leendert 96.
Weitz, 972.
Wirtz, K. 848.
Wohl, K. 176.
Wolf, K. L. 64, 328.
Wolffenstein, R. † 432.

Zetzsche, F. 328.
Zsigmondy, R. 176, † 664.